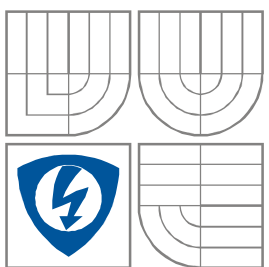




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV ELEKTORTECHNOLOGIE

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

ANALÝZA PROUDĚNÍ PLYNŮ PŘI ČERPÁNÍ VAKUA PRO NOVĚ NAVRŽENÝ SCINTILAČNÍ DETEKTOR

ANALYSIS OF THE GAS FLOW WHEN PUMPING VACUUM FOR NEWLY DESIGNED SCINTILLATION
DETECTOR

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. MILAN PORUBAN

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. Ing. JIŘÍ MAXA, Ph.D.

BRNO 2014



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav elektrotechnologie

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektrotechnická výroba a management

Student: Bc. Milan Poruban
Ročník: 2

ID: 125603
Akademický rok: 2013/2014

NÁZEV TÉMATU:

Analýza proudění plynů při čerpání vakua pro nově navržený scintilační detektor

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Nastudujte základy elektronové mikroskopie, základy problematiky proudění plynů v nízkých tlacích a proudění otvory malých dimenzí oddělující oblasti s velkými tlakovými spády. Seznamte se se systémy SolidWorks a FloSimulation. V systému SolidWorks vymodelujte 3D model nově navrženého detektoru a proveďte analýzu a následnou optimalizaci podle požadavků na funkci. Získané výsledky vyhodnotte.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího diplomové práce.

Termín zadání: 10.2.2014

Termín odevzdání: 29.5.2014

Vedoucí práce: doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

Konzultanti diplomové práce:

doc. Ing. Petr Bača, Ph.D.
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Abstrakt

Cílem této diplomové práce je nastudovat problematiku enviromentální rastrovací elektronové mikroskopie a čerpání plynu při vytváření vakua v nově navrženém scintilačním detektoru. Dále vytvořit model nově navrženého scintilačního detektoru a nasimulovat a zanalyzovat čerpání plynu v diferenciálně čerpané komoře detektoru.

Teoretická část se zabývá problematikou elektronové mikroskopie, zdroji elektronů, elektronovou optikou a detektory sekundárních elektronů. Dále je v práci uvedeno jaké signály vznikají po dopadu elektronového svazku na povrch pevné látky.

V další části je rozebrána problematika proudění tekutin a rovnice popisující proudění v řešené komoře. Dále vliv plynného prostředí na trajektorii primárních elektronů, protože dochází ke srážkám primárního svazku s atomy a molekulami plynu.

Další část se zabývá vytvářením, kvalitou a významem sítě v matematickém modelování. Popsaná je i metoda konečných objemů použita pro výpočet diferenciálních rovnic popisujících proudění plynů v prostorách detektoru.

Praktická část spočívá ve vytvoření modelu scintilačního detektoru a analyzování proudění plynu při čerpání vakua v nově navrženém scintilačním detektoru. V závěru jsou porovnány výsledky simulací proudění plynu pro různé varianty clonek a různé tlaky na hrdle scintilačního detektoru navržené pro optimální funkci detektoru.

Výstupem této diplomové práce je model nově navrženého scintilačního detektoru s optimalizovanými tvary clonek podle požadavků na funkci.

Klíčová slova

Elektronová mikroskopie, scintilační detektor, diferenciálně čerpaná komora, modelování proudění tekutin, metoda konečných objemů

Abstract

The aim of this thesis is to study the issue of environmental scanning electron microscopy and pumping gas to create vacuum in the newly designed scintillation detector. Further, creating a model of recently proposed scintillation detector and simulating and analyzing pumping gas in differentially pumped chamber of detector.

The theoretical part deals with electron microscopy, electron sources, electron optics and secondary electrons detectors. It is also presented which signals are generated by the electron beam on the surface of a solid.

Further fluid flow issues and equations describing the flow in the solved chamber are dismantled. Furthermore, the impact of gaseous environment on the trajectory of primary electrons, because there are collisions of primary beam with atoms and molecules of gas.

The following section discusses creating, quality and importance of the network in mathematical modelling. A method of a final volume used to calculate the differential equations describing the flow of gas at the premises of the detector is described.

The practical part consists in creating a model of scintillation detector and analyzing the gas flow in drawing a vacuum in the newly designed scintillation detector. At the end the simulation results of gas flow are compared for different variants of apertures and various pressures on the neck of a scintillation detector designed for optimum performance of the detector.

The outcome of this thesis is model of newly designed scintillation detector with optimized shapes of apertures according to functional requirements.

Key words

Electron microscopy, scintillation detector, differentially pumped chamber, the fluid flow modelling, finite volume method.

Bibliografická citácia

PORUBAN, M. *Analýza proudění plynů při čerpání vakua pro nově navržený scintilační detektor*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 136 s, 3 přílohy. Vedúci diplomovej práce bol doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

Prehlásenie

„Prehlasujem, že svoju diplomovú prácu na téma *Analýza proudění plynů při čerpání vakua pro nově navržený scintilační detektor* som spracoval samostatne pod vedením vedúceho diplomovej práce a s použitím odbornej literatúry a ďalších informačných zdrojov, ktoré sú všetky citované v práci a uvedené v zozname literatúry uvedenej na konci práce.

Ako autor uvedenej diplomovej práce ďalej prehlasujem, že v súvislosti s vytvorením tejto diplomovej práce som neporušil autorské práva tretích osôb, najmä som nezasiahol nedovoleným spôsobom do cudzích autorských práv osobnostných a som si plne vedomí následkov porušenia ustanovenia § 11 a nasledujúceho autorského zákona č 121/2000 Sb., vrátane možných trestnoprávných dôsledkov vyplývajúcich z ustanovení § 152 trestného zákona č. 140/1961 Sb.“

V Brne dňa:

.....

podpis autora

Pod'akovanie

Ďakujem vedúcemu diplomovej práce doc. Ing. Jiřímu Maxovi, Ph.D. za účinnú metodickú, pedagogickú a odbornú pomoc a ďalšie cenné rady pri spracovaní mojej diplomovej práce.

V Brne dňa:

.....

podpis autora

Obsah

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | MIKROSKOPIA | 16 |
| 1.1 | OPTICKÉ MIKROSKOPY | 18 |
| 2 | ELEKTRÓNOVÉ MIKROSKOPY | 19 |
| 2.1 | TRANSMISNÝ ELEKTRÓNOVÝ MIKROSKOP TEM | 19 |
| 2.2 | RASTROVACÍ ELEKTRÓNOVÝ MIKROSKOP REM | 19 |
| 2.2.1 | Princíp činnosti rastrovacieho elektrónového mikroskopu REM | 19 |
| 2.3 | ENVIROMENTÁLNY RASTROVACÍ MIKROSKOP EREM | 22 |
| 3 | ZDROJE ELEKTRÓNŮV | 24 |
| 4 | ELEKTRÓNOVÁ OPTIKA | 27 |
| 4.1 | ELEKTRÓNOVÉ ŠOŠOVKY | 27 |
| 5 | INTERAKCIA ELEKTRÓNOVÉHO ZVÄZKU SO VZORKOU | 29 |
| 5.1 | DETEKCIA SEKUNDÁRNYCH ELEKTRÓNŮV | 30 |
| 5.1.1 | Scintilačné detektory | 30 |
| 5.1.2 | Mechanizmus činnosti fotonásobiča | 31 |
| 5.1.3 | Polovodičový detektor | 32 |
| 6 | TLAK PLYNU A VÁKUOVÝ SYSTÉM | 34 |
| 6.1 | OBLASTI TLAKU VO VÁKUOVEJ TECHNIKE | 34 |
| 7 | PRÚDENIE TEKUTÍN | 36 |
| 7.1 | DELENIE PODĽA FYZIKÁLNYCH VLASTNOSTÍ TEKUTÍN | 36 |
| 7.2 | DELENIE PODĽA KINEMATICKÉHO HĽADISKA | 37 |
| 7.3 | TURBOLENTNÉ PRÚDENIE SKUTOČNÝCH KVAPALÍN | 37 |
| 7.3.1 | Vlastnosti turbulentného prúdenia | 39 |
| 7.3.2 | Nestlačiteľné a stlačiteľné prúdenie | 39 |
| 7.4 | ROVNICE POPISUJÚCE PRÚDENIE V RIEŠENEJ KOMORE | 42 |
| 7.5 | PRÚDENIE PLYNU CLONKAMI | 46 |
| 7.5.1 | Zužujúca sa dýza (konvergentná tryska) | 46 |
| 7.5.2 | Stav za ústím dýzy | 48 |
| 7.5.3 | Lavalova dýza (konvergentne - divergentná tryska) | 49 |
| 7.5.4 | Prúdenie Lavalovou dýzou pri nenávrhových stavoch | 49 |
| 7.5.5 | Prúdenie dýzou so stratami | 51 |
| 7.6 | RÁZOVÉ VLNY | 52 |
| 7.6.1 | Kolmá (priama) rázová vlna | 52 |
| 7.6.2 | Šikmá rázová vlna | 53 |
| 7.6.3 | λ - rázová vlna | 54 |
| 8 | ZRÁŽKY MOLEKÚL A ELEKTRÓNŮV | 56 |
| 9 | SIEŤ A JEJ VÝZNAM V MATEMATICKOM MODELOVANÍ | 59 |

| | |
|--|------------|
| 10 METÓDA KONEČNÝCH OBJEMOV | 61 |
| 11 SOLIDWORKS | 64 |
| 11.1 FLOWSIMULATION | 64 |
| 12 ANALÝZA DETEKTORA POMOCOU CAE..... | 67 |
| 12.1 ZADANIE PODMIENOK V SOLIDWORKS FLOWSIMULATION PRE DETEKTOR | 67 |
| 12.1.1 Nastavenie siete | 67 |
| 12.1.2 Nastavenie okrajových podmienok..... | 70 |
| 12.1.3 Nastavenie cieľov výpočtu | 71 |
| 12.2 CHARAKTERISTIKA PRÚDENIA PLYNU V DETEKTORE | 71 |
| 12.3 POČÍATOČNÉ A A OKRAJOVÉ PODMIENKY RIEŠENIA..... | 72 |
| 12.4 CLONKY S OSTRÝMI HRANAMI..... | 74 |
| 12.5 CLONKY SO ZAOBLENÝMI HRANAMI | 74 |
| 12.6 KONVERGENTNE - DIVERGENTNÉ CLONKY | 75 |
| 13 SPRACOVANIE VÝSLEDKOV ANALÝZ PRÚDENIA PLYNU V DETEKTORE..... | 77 |
| 13.1.1 Statický tlak na hrdle detektora 500 Pa..... | 77 |
| 13.1.2 Statický tlak na hrdle detektora 1000 Pa..... | 82 |
| 13.1.3 Statický tlak na hrdle detektora 1500 Pa..... | 87 |
| 14 ZÁVER | 92 |
| 15 LITERATÚRA | 94 |
| 16 ZOZNAM POUŽITÝCH VELIČÍN A SKRATIEK | 96 |
| 17 PRÍLOHA 1..... | 98 |
| 17.1 DETEKTOR S CLONKAMI S OSTRÝMI HRANAMI | 98 |
| 17.1.1 Statický tlak 500 Pa na hrdle detektora..... | 98 |
| 17.1.2 Statický tlak 1000 Pa na hrdle detektora..... | 103 |
| 17.1.3 Statický tlak 1500 Pa na hrdle detektora..... | 107 |
| 18 PRÍLOHA 2..... | 111 |
| 18.1 CLONKY SO ZAOBLENÝMI HRANAMI | 111 |
| 18.1.1 Statický tlak na hrdle detektora 500 Pa..... | 111 |
| 18.1.2 Statický tlak na hrdle detektora 1000 Pa..... | 116 |
| 18.1.3 Statický tlak na hrdle detektora 1500 Pa..... | 120 |
| 19 PRÍLOHA 3..... | 124 |
| 19.1 KONVERGENTNE - DIVERGENTNÉ CLONKY..... | 124 |
| 19.1.1 Statický tlak na hrdle detektora 500 Pa..... | 124 |
| 19.1.2 Statický tlak na hrdle detektora 1000 Pa..... | 129 |
| 19.1.3 Statický tlak na hrdle detektora 1500 Pa..... | 133 |

Zoznam obrázkov

| | |
|---|----|
| Obrázok 1.1: Pracovisko elektrónového rastrovacieho mikroskopu [16] | 17 |
| Obrázok 1.2: Kryštál ľadu z pary vytvorenej v komore EREM(vľavo), kožný pór (vpravo) [17] | 17 |
| Obrázok 2.1: Princíp činnosti rastrovacieho elektrónového mikroskopu REM[3]..... | 20 |
| Obrázok 2.2: Signály vznikajúce po dopade elektrónového zväzku na povrch pevnej látky[3]..... | 21 |
| Obrázok 3.1: Katódy elektrónových mikroskopov: a) wolframová b) LaB ₆ c) autoemisná [8] | 25 |
| Obrázok 3.2: Rez Schottkyho emisným zdrojom [8] | 25 |
| Obrázok 3.3: : Schéma elektrónovej trysky (1 – katóda, 2 – Wehneltov valec, 3 – ekvipotenciálne čiary, 4 – anóda, 5 – premenlivý odpor, 6 – zdroj vysokého napätia). [11]..... | 26 |
| Obrázok 4.1: Rez axiálne symetrickou magnetickou šošovkou. Magnetické siločiarly sú zobrazené spolu so zložkami magnetického poľa. [11] | 27 |
| Obrázok 5.1: Schematické zobrazenie oblasti generácie a priestorového rozlíšenia odrazených elektrónov, sekundárnych elektrónov, Augerovských elektrónov a röntgenového žiarenia, v rastrovacom elektrónovom mikroskope[11] | 29 |
| Obrázok 5.2: Scintilačný detektor [7]..... | 31 |
| Obrázok 5.3: Polovodičový detektor[18] | 33 |
| Obrázok 7.1: Laminárne prúdenie [5] | 36 |
| Obrázok 7.2: Turbolentné prúdenie[5] | 36 |
| Obrázok 7.3: Medzná vrstva pri obtekaní dosky [5]..... | 38 |
| Obrázok 7.4: Rýchlosť plynu na výtoku z dýzy[14] | 46 |
| Obrázok 7.5: Výtoková rýchlosť plynu z dýzy v závislosti na tlakovom pomere[14]..... | 47 |
| Obrázok 7.6: Maximálny hmotnostný tok plynu dýzou [14] | 47 |
| Obrázok 7.7: Lavalova dýza (konvergentne - divergentná tryska)-pribeh expanzie[14]..... | 49 |
| Obrázok 7.8: Lavalova dýza – charakter prúdenia pri zmene protitlaku[14] | 50 |
| Obrázok 7.9: Prechod stlačiteľného prostredia rázovou vlnou[13] | 52 |
| Obrázok 7.10: Prechod stlačiteľného prúdenia šikmou rázovou vlnou[13] | 54 |
| Obrázok 7.11: Zjednodušený popis λ - rázovej vlny[13] | 55 |
| Obrázok 8.1: Zrážky častíc modelované pomocou zrážkového prierezu[1] | 56 |
| Obrázok 8.2: Prechod primárneho zväzku: a) vysokým vákuom b) plynom c) plynom o vyššom tlaku[2] | 57 |
| Obrázok 8.3: Pribeh celkového zachytného prierezu pre niektoré atomárne a molekulárne plyny v závislosti na energii elektrónov[9] | 58 |
| Obrázok 9.1: 3D sieť (pohľad v reze)..... | 59 |
| Obrázok 10.1: Diskretizácia funkcie [6]..... | 61 |
| Obrázok 10.2: Metóda konečných objemov[6] | 62 |
| Obrázok 10.3: Cyklus výpočtu[6] | 62 |
| Obrázok 10.4: Tvar konečného objemu[5]..... | 63 |
| Obrázok 10.5: Použitie rôznych typov prvkov [5]..... | 63 |
| Obrázok 11.1: Analýza prúdenia plynu v systéme FlowSimulation[12] | 65 |
| Obrázok 12.1: Pohľad na detektor | 67 |
| Obrázok 12.2: Pohľad na rez detektoru a nastavenie siete | 68 |
| Obrázok 12.3: Detail nastavenia siete výpočtovej oblasti detektora..... | 69 |
| Obrázok 12.4: Schéma detektoru sekundárnych elektrónov pre EREM, C1-clonka 1, C2-clonka 2 | 70 |
| Obrázok 12.5: Schematické zobrazenie detektoru so zadanými okrajovými podmienkami..... | 71 |

| | |
|---|-----|
| Obrázok 12.6: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov | 72 |
| Obrázok 12.7: Dráha sekundárnych elektrónov | 73 |
| Obrázok 12.8: Rez detektorom s clonkami s ostrými hranami | 74 |
| Obrázok 12.9: Detail cloniek so zaoblenými hranami | 75 |
| Obrázok 12.10: Detail cloniek konvergentne divergentného tvaru | 76 |
| Obrázok 12.11: Rez konvergentne divergentnými clonkami | 76 |
| Obrázok 17.1: Rez detektora s ostrými hranami cloniek | 98 |
| Obrázok 17.2: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa..... | 99 |
| Obrázok 17.3: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 99 |
| Obrázok 17.4: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa..... | 101 |
| Obrázok 17.5: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 101 |
| Obrázok 17.6: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa..... | 103 |
| Obrázok 17.7: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 103 |
| Obrázok 17.8: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa..... | 105 |
| Obrázok 17.9: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 105 |
| Obrázok 17.10: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 107 |
| Obrázok 17.11: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 107 |
| Obrázok 17.12: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa..... | 109 |
| Obrázok 17.13 Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 109 |
| Obrázok 18.1: Detail cloniek so zaoblenými hranami | 111 |
| Obrázok 18.2: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa..... | 112 |
| Obrázok 18.3: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa..... | 112 |
| Obrázok 18.4: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa..... | 114 |
| Obrázok 18.5: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa..... | 114 |
| Obrázok 18.6: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa..... | 116 |
| Obrázok 18.7: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa..... | 116 |
| Obrázok 18.8: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa..... | 118 |

| | |
|--|-----|
| Obrázok 18.9: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 118 |
| Obrázok 18.10: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa..... | 120 |
| Obrázok 18.11: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa..... | 120 |
| Obrázok 18.12: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa..... | 122 |
| Obrázok 18.13: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držíaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 122 |
| Obrázok 19.1: Detail cloniek konvergentne - divergentného tvaru | 124 |
| Obrázok 19.2: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 125 |
| Obrázok 19.3: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa..... | 125 |
| Obrázok 19.4: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 127 |
| Obrázok 19.5: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa..... | 127 |
| Obrázok 19.6: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 129 |
| Obrázok 19.7: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa..... | 129 |
| Obrázok 19.8: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 131 |
| Obrázok 19.9: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa..... | 131 |
| Obrázok 19.10: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 133 |
| Obrázok 19.11: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 133 |
| Obrázok 19.12: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 135 |
| Obrázok 19.13: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa..... | 135 |

Zoznam tabuliek

| | |
|---|----|
| Tabuľka 12.1: Základné nastavenie veľkosti siete..... | 67 |
| Tabuľka 12.2: Doplnujúce nastavenie veľkosti siete | 68 |
| Tabuľka 12.3: Nastavenia lokálnych sietí..... | 69 |
| Tabuľka 12.4: Rozmery cloniek s ostrými hranami..... | 74 |
| Tabuľka 12.5: Rozmery cloniek so zaoblenými hranami | 74 |
| Tabuľka 12.6: Rozmery konvergentne – divergentných cloniek | 75 |
| Tabuľka 13.1: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora | 78 |
| Tabuľka 13.2: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora. | 79 |
| Tabuľka 13.3: Maximá Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora | 80 |
| Tabuľka 13.4: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora | 83 |
| Tabuľka 13.5: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora | 84 |
| Tabuľka 13.6: Maximá Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora | 85 |
| Tabuľka 13.7: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora | 88 |
| Tabuľka 13.8: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora | 89 |
| Tabuľka 13.9: Maximá Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora | 90 |
| Tabuľka 16.1: Zoznam použitých veličín | 96 |
| Tabuľka 16.2: Zoznam použitých skratiek | 97 |

Zoznam grafov

| | |
|---|----|
| Graf 13.1: Porovnanie priebehu tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 77 |
| Graf 13.2: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora | 79 |
| Graf 13.3: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora | 80 |
| Graf 13.4: Porovnanie priebehu Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 81 |
| Graf 13.5: Porovnanie priebehu tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 82 |
| Graf 13.6: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora | 84 |
| Graf 13.7: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora | 85 |
| Graf 13.8: Porovnanie priebehu Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 86 |
| Graf 13.9: Porovnanie priebehu tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 87 |

| | |
|--|-----|
| Graf 13.10: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora | 89 |
| Graf 13.11: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora | 90 |
| Graf 13.12: Porovnanie priebehu Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 91 |
| Graf 17.1: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 100 |
| Graf 17.2: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 100 |
| Graf 17.3: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 102 |
| Graf 17.4: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 102 |
| Graf 17.5: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 104 |
| Graf 17.6: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 104 |
| Graf 17.7: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 106 |
| Graf 17.8: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 106 |
| Graf 17.9: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 108 |
| Graf 17.10: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 108 |
| Graf 17.11: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 110 |
| Graf 17.12: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 110 |
| Graf 18.1: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 113 |
| Graf 18.2: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa .. | 113 |
| Graf 18.3: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 115 |
| Graf 18.4: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 115 |
| Graf 18.5: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 117 |
| Graf 18.6: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa .. | 117 |
| Graf 18.7: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 119 |
| Graf 18.8: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa .. | 119 |

| | |
|--|-----|
| Graf 18.9: Pribeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 121 |
| Graf 18.10: Pribeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 121 |
| Graf 18.11: Pribeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 123 |
| Graf 18.12: Pribeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa.. .. | 123 |
| Graf 19.1: Pribeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 126 |
| Graf 19.2: Pribeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 126 |
| Graf 19.3: Pribeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 128 |
| Graf 19.4: Pribeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa | 128 |
| Graf 19.5: Pribeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 130 |
| Graf 19.6: Pribeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 130 |
| Graf 19.7: Pribeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 132 |
| Graf 19.8: Pribeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa | 132 |
| Graf 19.9: Pribeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 134 |
| Graf 19.10: Pribeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 134 |
| Graf 19.11: Pribeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 136 |
| Graf 19.12: Pribeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa | 136 |

Úvod

Za posledných pár rokov došlo k výraznému postupu pri vývoji výpočtovej techniky v oblasti hardware ale takisto aj software. Technika sa stala cenovo dostupnejšia a tak došlo k výraznému rozvoju CAD systémov ale takisto aj systémov EPD ktoré umožňujú vývoj nových produktov v elektronickej podobe. EPD umožňuje rýchlo realizovať myšlienku od nápadu až po výrobu ale takisto zabezpečuje schopnosť reagovať na zmeny behom technologickej prípravy výroby, spôsobené s chybami, inováciami a podobne.

Diplomová práca využíva systémy pre analýzu niektorých zariadení elektrónovej mikroskopie, pri ktorých sa zaoberá strojárenskou oblasťou a oblasťou prúdenia tekutín prekračujúcich nadzvukovú rýchlosť.

V prvej časti práce je popísaný obecný princíp elektrónovej mikroskopie a problematika čerpania plynu pri vytváraní vákua v scintilačnom detektore. Problematika je zúžená predovšetkým na oblasť ktorou sa práca zaoberá aby bolo možné vyložiť dôvody a ciele hľadania optimálneho konštrukčného prevedenia niektorých častí scintilačného detektora v oblasti prúdenia plynu.

Podrobnejšie je popísaný princíp činnosti scintilačného detektora, ktorý mimo iné vyžaduje aby v určitých oblastiach bol veľmi nízky tlak z dôvodu minimalizovania rozptylu elektrónového zväzku ktorý týmto detektorom prechádza. Elektrónový zväzok totiž nemôže prechádzať prostredím s bežným tlakom pretože zrážky s molekulami plynu by ho zcela rozptýlili. Popis scintilačného detektora je zameraný predovšetkým s ohľadom na požiadavky čerpania plynu v diferenciálne čerpanej komore detektoru ktorá je analyzovaná pomocou systému SolidWorks FlowSimulation, ktorý na analýzu využíva metódu konečných objemov.

V ďalšej časti práce je popísaná metóda konečných objemov ktorú simulačný systém využíva a kritériá pre nastavenie siete pre analýzu prúdenia plynu pri čerpaní vákua v scintilačnom detektore.

Praktická časť spočíva vo vytvorení modelu novo navrhnutého scintilačného detektoru a v analýze prúdenia plynu pri čerpaní vákua v detektore. Výsledky simulácie sú v práci spracované vo forme grafov a obrázkov.

Ďalšou úlohou je zistiť ako ovplyvní zaoblenie cloniek s ostrými hranami priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov a tlak v komore scintilátora, pretože zaoblenie hrán cloniek by mohlo znížiť rozkmitanie elektrónového zväzku.

V závere sú porovnané výsledky simulácii prúdenia plynu pre rôzne varianty cloniek a rôzne tlaky na hrdle scintilačného detektora navrhnuté pre optimálnu funkciu detektora a zároveň je určená najvhodnejšia varianta tvaru clonky podľa požiadaviek na funkciu.

1 Mikroskopia

Dejiny mikroskopie začínajú v 17. storočí . Ich prvú kapitolu vytvoril holandský obchodník a vedec - samouk Anthony van Leeuwenhoek (1632 - 1723), ktorý pre lepšie pozorovanie detailov živej prírody zostrojil prvý, doteraz veľmi primitívny mikroskop. V nasledujúcich storočiach sa optika mikroskopu vylepšovala a van Leeuwenhoekovi pokračovatelia mohli vďaka zväčšeniu študovať nielen prvky a baktérie, ale aj zloženie a činnosť bunky.[4]

Novú časť dejín mikroskopie otvára nemecký vedec Ernst Ruska (1906 - 1988), vynálezca elektrónového mikroskopu, presnejšie povedané transmisného elektrónového mikroskopu (TEM). Toto zariadenie umožňuje zväčšenie výrazne prekračujúce možnosti optického mikroskopu, ktorý je limitovaný dĺžkou svetelného lúča (400 - 600 nm).[4]

V elektrónovom mikroskope sú svetelné lúče nahradené zväzkom urýchlených elektrónov, ktorých vlnová dĺžka je výrazne nižšia ako vlnová dĺžka svetla, je závislá na urýchľovacom napätí (možno dosiahnuť 6 pm). Sklenené šošovky, regulujúce zbiehavosť a rozbiehavosť lúča svetla u optického mikroskopu, sú tu nahradené elektromagnetickými šošovkami. Každý TEM sa z tohto dôvodu skladá z osvetľovacej a zobrazovacej sústavy, zo zdrojovej a ovládacie sústavy, doplnené o vakuovú trubicu.[4]

Zjednodušený popis činnosti transmisného elektrónového mikroskopu potom vyzerá nasledovne: Zrýchlený, usmerný prúd elektrónov emitovaný zdrojom je vedený vakuom a prebieha tenkým mikroskopovaným vzorkom - tu sa využíva toho , že sa časť elektrónov odráža od atómov a molekúl tvoriacich hmotu vzorky. Ich opätovným sústredením pomocou magnetickej šošovky sa vytvára "tieňový obraz" mikroskopovaného vzorku. K jeho zviditeľneniu sa u pokročilejších typov elektrónových mikroskopov využíva rovnaký princíp, na základe ktorého vzniká obraz na monitore počítača.[4]

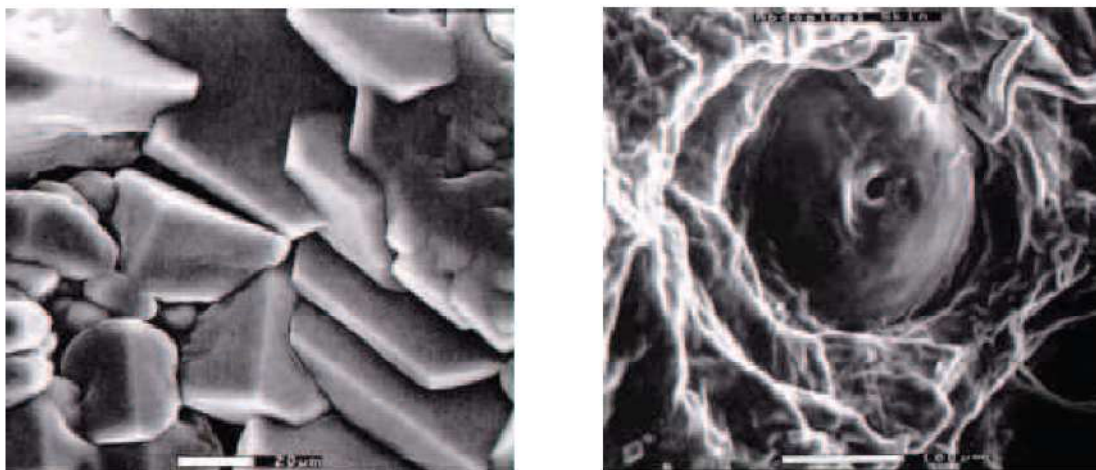
Prvý jednoduchý transmisný elektrónový mikroskop skonštruoval Ernst Ruska už v roku 1931. Vývoj magnetickej šošovky bol prvý krok ku konštrukcii transmisného elektrónového mikroskopu, s ktorým vedeckú verejnosť zoznámil zhruba pred 70 rokmi.[4]

Výsledný obraz, ktorého možno doceliť transmisným elektrónovým mikroskopom, môže byť až stotisíckrát väčší ako pozorovaný predmet. Podľa spôsobu zobrazovania sa elektrónové mikroskopy dnes delia na transmisné, emisné a odrazové (v praxi málo používané) a novšie riadkovacie (rastrovacie či snímacie vid' Obrázok 1.1). [4]



Obrázok 1.1: Pracovisko elektrónového rastrovacieho mikroskopu [16]

Elektrónový mikroskop sa stal cenným nástrojom v mnohých vedeckých odvetviach, od mikrobiológie a medicíny po fyziku a technológiu materiálov. Vďaka nemu boli s vysokou rozlišovacou schopnosťou študované jednotlivé časti bunky aj pochody, ktoré v nich prebiehajú, rovnako ako napr. povrch a štruktúru kryštálov rady materiálov, viď Obrázok 1.2.[4]



Obrázok 1.2: Kryštál ľadu z pary vytvorenej v komore EREM(vľavo), kožný pór (vpravo) [17]

Na základe revolučných prác na poli elektrónovej mikroskopie vyvinuli Gerd Binnig a Heinrich Rohrer vo švajčiarskom výskumnom pracovisku IBM v Zürichu skenovací tunelový mikroskop (scanning tunneling mikroskop ,STM). Táto metóda, rokmi neustále vylepšovaná, umožnila ľudskému oku nahliadnuť na povrch hmoty v rozmere nanometrov. Skenovacia tunelová mikroskopia sa začala využívať nielen v

mikroelektronike (zvlášť k štúdiu a konštrukcii polovodičov), ale predovšetkým pripravila pôdu pre rozvoj nanotechnológie. [4]

Vývoj elektrónovej mikroskopie však nekončí. Medzi najvýznamnejšie inovácie patrí ďalej predovšetkým atómový silový mikroskop (atomic force microscope , AFM) a skenovací sondový mikroskop (scanning probe microscope , SPM), ktorý kombinuje metódy STM a AFM. Jednou z jeho modifikácií je napríklad chemický silový mikroskop (chemical force mikroskop, CFM), slúžiaci na pozorovanie väzieb medzi jednotlivými molekulami. [4]

1.1 Optické mikroskopy

Moderný optický mikroskop (skrátené LM - z anglického Light Microscope) má zväčšenie asi 1000x a umožňuje oku rozlíšiť objekty vzdialené navzájom o 0,0002 mm. Pri pokračujúcej snahe o dosiahnutie lepšieho rozlíšenia bolo zistené, že rozlišovacia schopnosť mikroskopu nie je obmedzená len počtom a kvalitou šošoviek, ale aj vlnovou dĺžkou svetla použitého na osvetlenie predmetu.[10] Vzťah pre rozlišovaciu schopnosť mikroskopu vyzerá nasledovne:

$$d = \frac{0,61 \cdot \lambda}{n \cdot \sin \alpha_0} \quad (1.1)$$

Kde λ je vlnová dĺžka použitého žiarenia, n je index lomu prostredia pred objektívom, α_0 je uhlová apertúra objektívu.

Na pozorovanom objekte nebolo možné rozlíšiť body bližšie ako niekoľko stoviek nanometrov. Použitie žiarenia s kratšou vlnovou dĺžkou (modré svetlo alebo ultrafialové žiarenie) viedlo k malému zlepšeniu; ponorenie preparátu a prednej šošovky objektívu do kvapaliny s vysokým indexom lomu (olej) viedlo k ďalšiemu malému zlepšeniu, ale obe tieto opatrenia zlepšili rozlišovaciu schopnosť len tesne pod 100 nm.[10]

V roku 1920 bolo objavené, že urýchlené elektróny sa vo vákuu správajú ako svetlo. Pohybujú sa priamočiaro a majú vlnovú dĺžku približne 100 000-krát menšiu ako svetlo. Navyše sa zistilo, že elektrické a magnetické pole ich ovplyvňuje rovnako tak, ako šošovky a zrkadlá ovplyvňujú viditeľné svetlo. Dr. Ernst Ruska z Berlínskej univerzity tieto javy skombinoval a v roku 1931 postavil prvý prežarujúci (transmisný) elektrónový mikroskop (skrátené TEM). V prvom elektrónovom mikroskope boli použité dve magnetické šošovky. O tri roky neskôr bola pridaná tretia šošovka a bolo dosiahnuté rozlíšenie 100 nm, ktoré bolo dvakrát lepšie ako rozlíšenie optického mikroskopu. V súčasnosti sa používa v zobrazovacej sústave piatich magnetických šošoviek a dosahuje sa rozlišovacej schopnosti 0.1 nm pri zväčšení jeden milión.[10]

2 Elektrónové mikroskopy

2.1 Transmisný elektrónový mikroskop TEM

Tieto prístroje sú založené na princípe, elektrónového prenikania pozorovaným preparátom a interakciami s ním sú elektróny odchyľované od pôvodného smeru, ktorým sa pohyboval hlavný zväzok. Tento hlavný zväzok vychádza z elektrónového zdroja, ktorým môže byť wolfrámové vlákno, kryštál LaB_6 alebo autoemisná tryska a je upravený pomocou magnetických šošoviek na zväzok rovnobežných lúčov. Takto upravený zväzok prechádza skúmaným objektom kde je nakoniec magnetickou šošovkou zaostrený na fluorescenčné tienidlo ako zväčšený obraz.[17]

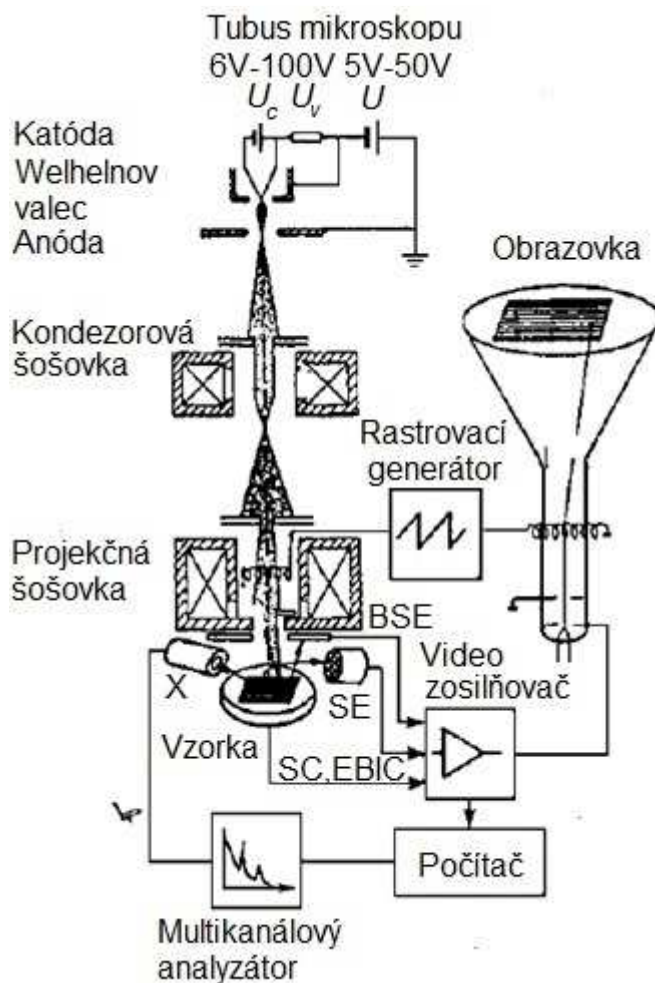
Celý tento systém je navrhnutý pre prácu vo vákuu, aby nebol elektrónový lúč zbytočne rozptyľovaný a vychyľovaný molekulami plynu. Je tu aj podmienka, že skúmaná vzorka musí byť veľmi tenká, aby ním mohli elektróny preniknúť a vytvoriť tak obraz na fluorescenčnom tienidle.[17]

2.2 Rastrovací elektrónový mikroskop REM

Rovnako ako u transmisného mikroskopu je fokusovaný elektrónový zväzok priťahovaný k sledovanej vzorke. Odlišnosť je však v tom, že pomocou presne zaostreného elektrónového lúča sa získava obraz povrchu vzorky. Pri interakcii zväzku a vzorky dôjde k vyrazeniu sekundárnych elektrónov a tieto sú priťahované na detektory. Detektory následne upravujú získaný signál pre zobrazenie. Zobrazovacou jednotkou u skenovacieho mikroskopu môže byť obrazovka. V roku 1942 bol opísaný rastrovací mikroskop s rozlišovacou schopnosťou 50 nm a zväčšením 8000x. V súčasnej dobe je možné u týchto mikroskopov dosahovať rozlíšenie 1 nm a zväčšenie 400 000x. Možno tiež využiť výhody oboch systému TEM a REM. Takýto systémy sa označujú ako snímacie prežarujuce elektrónové mikroskopy (STEM). Prvý taký mikroskop bol vyrobený v USA v roku 1969 a vtedy mal parametre rozlíšenie 25 nm a zväčšenie 100000x. Dnešné STEM mikroskopy môžu dosiahnuť rozlišovaciu schopnosť až 1 nm pri zväčšení až 10^6 . [10]

2.2.1 Princíp činnosti rastrovacieho elektrónového mikroskopu REM

Princíp činnosti REM je znázornený na Obrázok 2.1. Elektróny emitované wolfrámovou katódou sú urýchľované kladným napätím na anóde a vytvárajú primárny zväzok, ktorý je elektromagnetickými šošovkami ostro fokusovaný na povrch sledovaného vzorku. Vychyľovacie cievky riadkovacieho systému umožňujú, aby tento zväzok bod po bode a riadok po riadku systematicky prechádzal (riadkoval (skenoval)) vymedzenú, spravidla štvorcovú plochu, podobným spôsobom, aký sa používa v televíznej technike.[10]



Obrázok 2.1: Princíp činnosti rastrovacieho elektrónového mikroskopu REM[3]

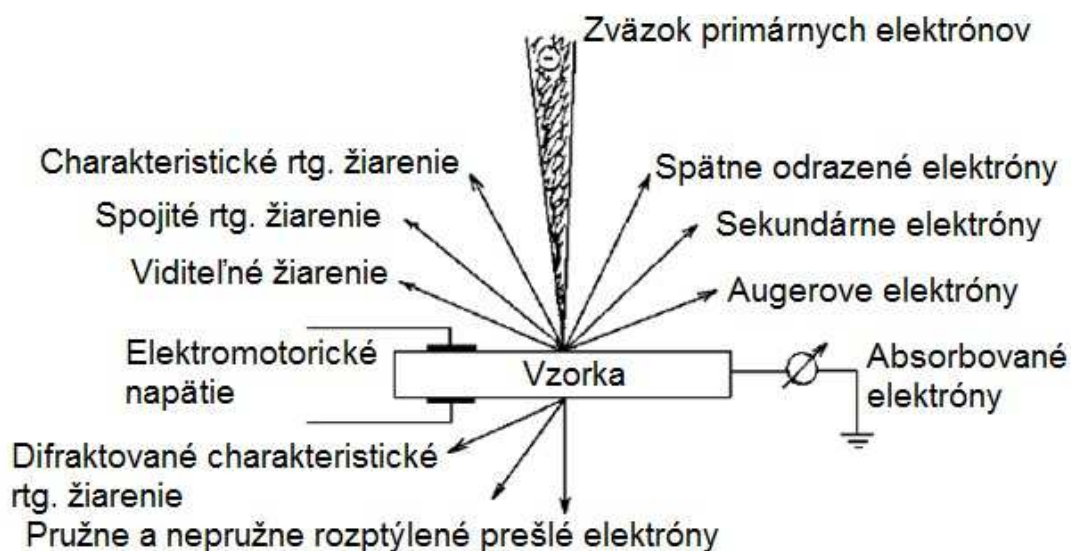
- BSE - späťne odrazené elektróny
- SE - sekundárne elektróny
- SC - prúd vzorkou
- EBIC - prúd indukovaný elektrónovým zväzkom
- X - röntgenové žiarenie

S pohybom primárneho elektrónového zväzku je synchronizovaný pohyb elektrónového zväzku obrazovky mikroskopu. Jas obrazovky je potom modulovaný intenzitou signálu zo snímacieho detektora, odpovedajúci jednotlivým bodom dopadu primárneho zväzku. Kontrast na obrazovke sa teda vytvára ako výsledok rozdielnej intenzity signálu v jednotlivých bodoch dopadu primárneho zväzku a zväčšenie je dané pomerom strán obrazovky k dĺžke úseku riadkovaného na povrchu vzorky. V závislosti od druhu spracovávaného signálu (druhu detektora) je možné získať informácie nielen o povrchovej topografii útvarov vytvárajúcich povrchový reliéf, ale aj o lokálnych zmenách v chemickom zložení a o niektorých ďalších fyzikálnych vlastnostiach vzorky.[10]

Elektróny primárneho zväzku (PE) dopadajú v REM na povrch vzorky s energiou niekoľko tisíc eV. Prenikajú do určitej hĺbky pod povrch a sú látkou rozptyľované a absorbované. Rozptyľ elektrónov je pružný a nepružný.[10]

Pri pružnom rozptyle PE v povrchovej vrstve pevnej látky nestrácajú svoju energiu, mení iba smer pohybu a pod určitým uhlom sú odrazené späť nad povrch vzorky (späťne odrazené elektróny).[10]

Pri nepružnom rozptyle sú PE v kryštálovom prostredí brzdené, pričom odovzdávajú svoju energiu voľným elektrónom a kryštálovej mriežke. Na účely REM majú význam interakcie PE s elektrónmi pevnej látky. Elektróny pevnej látky sú odovzdanou energiou excitované, čo vedie podľa spôsobu excitácie ku vzniku sekundárnych elektrónov, Augerových elektrónov, charakteristického rtg. žiarenia , atď.(viď Obrázok 2.2).[10]



Obrázok 2.2: Signály vznikajúce po dopade elektrónového zväzku na povrch pevnej látky[3]

Fokusaný zväzok PE teda vyvolá v mieste dopadu rad signálov, z ktorých je potrebné vybrať najvhodnejší signál pre zobrazenie určitého požadovaného stavu vzorky (topografia, chemické zloženie, fyzikálne vlastnosti, atď.). To možno vykonať vhodnou voľbou detekčného systému. Pre bežné účely je ním najčastejšie polovodičový detektor sekundárnych elektrónov. Ako sekundárne elektróny sa označujú elektróny emitované z povrchu vzorky, ktoré majú energiu menšiu ako 50 eV. Ich intenzita závisí na atómovom čísle pevnej látky, na uhle dopadu a na energii PE. Sekundárne elektróny nesú informácie o topografii a o chemickom zložení sledovanej vzorky. Tie sú registrované špeciálnym detektorom. Amplitúda signálu sekundárnych elektrónov je časovo premenná v závislosti na tvare povrchu preparátu. Signál po zosilnení riadi jas

elektrónového lúča v trubici fotomonitora. Elektrónové lúče v mikroskope a fotomonitora majú synchronne riadkovanie a tým sa tvorí vzťah medzi každým bodom na obrazovke a odpovedajúcim bodom na preparáte. Tak je teda vytvorený obraz. Pomer medzi veľkosťou obrazu na monitore k veľkosti snímanej plochy na vzorke je zväčšenie. Hodnota zväčšenia sa zvyšuje tým, že sa znižuje veľkosť snímanej plochy na preparáte. Záznam sa vykonáva fotografovaním obrazovky monitora (alebo, čo je bežnejšie, zvláštnymi obrazovkami s vysokým rozlíšením), vytvorením videozáznamu alebo uložením digitálneho obrazu do pamäte počítača.[10]

Rastrovací elektrónový mikroskop (REM), rovnako ako TEM, sa teda skladá z tubusu s elektrónovou optikou, vákuového systému a elektroniky. Tubus je značne kratší, pretože sú v ňom len tri šošovky, ktoré sústreďujú elektróny na malú plochu preparátu, okrem toho nie sú pod preparátom žiadne šošovky. Komora pre preparát je naopak väčšia, pretože technika REM nijako neobmedzuje veľkosť preparátu. Tá je daná iba veľkosťou komory.[10]

2.3 Enviromentálny rastrovací mikroskop EREM

U environmentálnej rastrovacej elektrónovej mikroskopie ide o pozorovanie vzoriek pri vyššom tlaku (300 - 3 000 Pa) oproti tlaku pod 0,001 Pa v klasickom REM. Tým je umožnené pozorovanie vlhkých vzoriek a izolantov živej aj neživej prírody, ktoré nie je nutné pre mikroskopiu špeciálne pripravovať. Tieto detektory teda tolerujú prirodzené prostredie preparátu.[17]

Tento systém bol vyvinutý len nedávno, a je jedinečným riešením pre problematické vzorky, ktoré sa pomocou REM nedali pozorovať, alebo sa dali pozorovať len po náročnej príprave. Príkladom takých vzoriek sú biologické materiály, vlnené alebo bavlnené tkaniny, tuky a emulzie. EREM konštrukčne vychádza zo základu REM a líši sa iba oddelením vákuového prostredia v tubuse mikroskopu od prostredia komory vzorky s vyšším tlakom pomocou diferenciálne čerpanej komory. V dôsledku vysokého tlaku plynu v komore vzorky environmentálneho rastrovacieho elektrónového mikroskopu (EREM) dochádza k zvýšenému počtu interakcií elektrónov s molekulami a atómami plynu, čo má za následok rozptyl primárneho elektrónového zväzku. Rozptyl primárnych elektrónov rastie so zvyšujúcim sa tlakom plynu, pracovnou vzdialenosťou a s klesajúcim urýchľovacím napätím zväzku, a to má za následok zväčšenie priemeru stopy primárneho elektrónového zväzku, čo sa prejaví zhoršením rozlišovacej schopnosti mikroskopu. To je ale viac ako kompenzované tým, že vzorky môžu byť pozorované bez nutnosti ich predchádzajúcej preparácie, či výskytu nežiaducich nabíjajúcich artefaktov na ich povrchu.[17]

Značný rozdiel tlakov, ktorý vzniká medzi priestorom komory vzorky (3×10^3 Pa) a priestorom zdroja elektrónov (10^{-3} - 10^{-9} Pa, podľa typu katódy), je udržateľný vďaka diferenciálnemu čerpaniu plynu a systému clôn obmedzujúcich tlak, umiestnených najčastejšie v tubuse EREM.[10]

Pre tlak v komore vzorky EREM vyšší ako 200 Pa sa v dôsledku ionizačných zrážok atómov a molekúl plynov s elektrónmi neprejavuje povrchový záporný náboj na izolačných vzorkách, pretože tento náboj je kompenzovaný kladnými zrážkovými iónmi. Kompenzácia elektrického náboja umožňuje pozorovanie elektricky nevodivých preparátov bez nutnosti pokrytia ich povrchu elektricky vodivou vrstvou. Pri vyššom tlaku plynov (najlepšie vodnej pary) v komore vzorky (viac než 611 Pa pre 0 ° C) je možné pozorovať vzorky obsahujúce menšie či väčšie množstvo vody. [10]

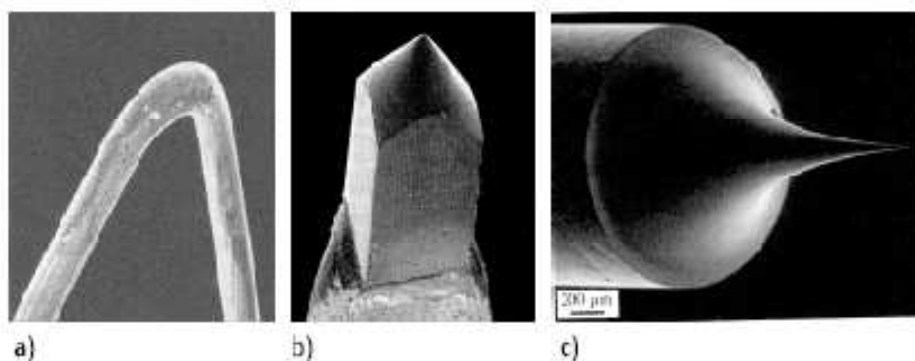
Environmentálna rastrovacia elektrónová mikroskopia je teda trendom mikroskopie posledného desaťročia. Predstavuje novú kategóriu mikroskopických metód umožňujúcich získať dosiaľ nevídané informácie o povrchovej štruktúre objektov obsahujúcich vodu, teda v ich prirodzenom stave. Jej prostredníctvom je možné sledovať vzorky mäkkých tkanív a dynamické deje a reakcie prebiehajúce v plynnom alebo vlhkom prostredí pri tlaku vyššom ako je tlak nasýtených vodných pár. Nachádza uplatnenie pri štúdiu vzoriek v medicíne, biológii, fytológii, ekológii a ďalších odboroch, a to bez ich výraznejšej deštrukcie a bez nabíjajúcich efektov. [10]

3 Zdroje elektrónov

Každý elektrón je v atóme viazaný istou výstupnou energiou E_v . Aby sme tento elektrón z väzby uvoľnili, musíme mu dodať energiu, ktorá je väčšia než E_v . To sa dá zabezpečiť mnohými rôznymi spôsobmi. V elektrónovej mikroskopii našli svoje uplatnenie predovšetkým tieto :[8]

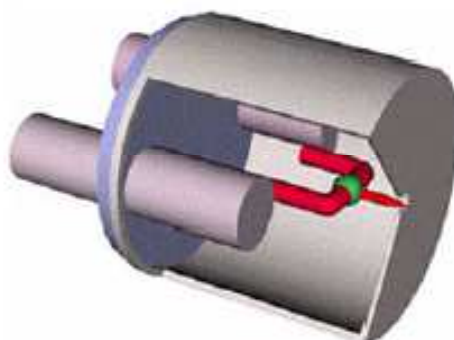
1. sekundárna emisia - studené kovové vlákno (katódu) bombardujeme urýchlenými iónmi, ktoré nárazom uvoľňujú elektróny z povrchu katódy. Tento postup sa aplikoval u prvých typov TEM, ale dnes sa už prakticky nevyužíva.
2. termoemisia - ak zahrievame katódu, zvyšujeme jej vnútornú energiu. Ak prekročí teplota katódy istú medznú teplotu, dochádza k uvoľňovaniu elektrónov z jej povrchu. Tento postup je najpoužívanejší.
3. autoemisia - oproti studenému kovovému vláknu, odleptanému do tvaru hrotu, umiestnime elektródu s vysokým kladným napätím. V okolí hrotu vzniká silné elektrické pole, ktoré je schopné vytrhávať veľké množstvo elektrónov z povrchu hrotu. Nevýhodou tohto postupu je potreba veľmi vysokého vákua (10^{-6} až 10^{-7} Pa).

Zdroj elektrónov v elektrónovom mikroskope nazývame elektrónová tryska (popr. elektrónové delo). Účinnosť emisie elektrónov emitovaných z katódy (niektorým z uvedených spôsobov) môžeme ešte zvýšiť vytvarovaním katódy do tvaru písmena V, čo uľahčí uvoľnenie elektrónov v mieste ohybu (Obrázok 3.1:a). Katóda býva vyrobená z wolfrámu, pretože ten má nízku výstupnú energiu valenčných elektrónov ($E_v = 4,5$ eV) a vysoký bod tavenia ($T_t = 3\,653$ K) a pretože pre svoju prevádzku nevyžaduje vysokú hodnotu vákua. Životnosť vlákna katódy je nepriamo úmerná teplote, na ktorú býva vlákno zvyčajne žeravené. Vlákno wolfrámovej katódy má prevádzkovú teplotu približne 2800 K. Jeho životnosť je potom asi 40 hodín. V dnešnej dobe je už bežná katóda z LaB_6 (hexaborid lantánu - Obrázok 3.1:b). Tento typ katódy má asi 10-krát väčšiu emisiu elektrónov než wolfrámová katóda, vyžaduje však oveľa vyššiu hodnotu vákua (minimálne 10^{-4} Pa). Táto katóda má prevádzkovú teplotu cca 1800 K a vydrží asi rok bežnej pracovnej prevádzky mikroskopu. V najvýkonnejších elektrónových mikroskopoch býva zdrojom elektrónov autoemisná katóda (Field Emission Gun - FEG , Obrázok 3.1:c), ktorá vydrží až niekoľko rokov.[8]



Obrázok 3.1: Katódy elektrónových mikroskopov: a) wolframová b)LaB₆ c) autoemisná [8]

Na zdroje elektrónov sú kladené požiadavky, ako je malá veľkosť zdroja, nízke rozpätie emisnej energie elektrónov, vysoká intenzita elektrónového lúča v malom priestorovom uhle, nízky šum a dlhodobá stabilita, jednoduché ovládanie a nízke náklady na prevádzku. Tieto podmienky spĺňajú Schottkyho (Obrázok 3.2) a studené emisné zdroje. V porovnaní s termoemisnými zdrojmi vynikajú malou veľkosťou, veľkou intenzitou(100-krát vyššia) a životnosťou.[8]



Obrázok 3.2: Rez Schottkyho emisným zdrojom [8]

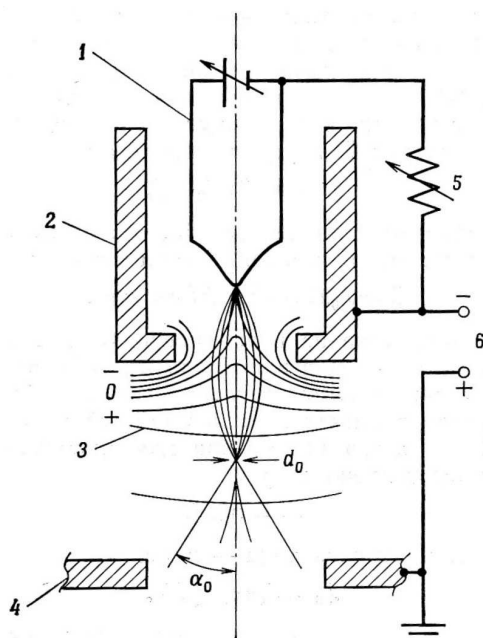
Tento zdroj elektrónov je preferovaný z dôvodu vyššej stability prúdu zväzku. Vyžaduje nižšie elektrické pole k získaniu rovnakej emisie elektrónov, než ostatné emitory. Elektrické pole na emitore je nastaviteľné napätím, rozmerom, tvarom alebo ostrosťou emitora. Pre dané elektrické napätie je elektrické pole tým silnejšie, čím ostrejší a menší je emitore (hrot). Šum Schottkyho zdroja je veľmi malý, nepriamo úmerný veľkosti emisnej plochy, a preto sa zvyšuje so zmenšujúcou sa emisnou plochou. Preto má Schottkyho emitore väčší polomer (asi 0,4-1 μm), než studené emisné zdroje. [8]

Schottkyho zdroj elektrónov je aktuálne najpokročilejší komerčne dostupný zdroj, spravidla používaný v skenovacej elektrónovej mikroskopii. Tento zdroj využíva Schottkyho javu, ktorý môžeme opísať ako zvýšenie prietoku elektrónov z povrchu

zohriateho materiálu pôsobením elektrického poľa. Minimálna energia požadovaná na to, aby elektrón opustil povrch určitého materiálu (výstupná práca), je zabezpečená zvýšenou teplotou. Súčasne aplikovanej slabé elektrické pole odnáša emitované elektróny z povrchu materiálu. Pri zvyšovaní elektrického poľa sa výstupná práca stále znižuje a tým sa zvyšuje emisný prúd elektrónov. Kvantovo mechanicky môžeme mechanizmus emisie Schottkyho zdrojov vysvetliť znížením potenciálovej bariéry elektrickým poľom, čo uľahčí únik elektrónov vo vyšších energetických hladinách. Pre vysoké hodnoty intenzity elektrického poľa sa potenciálov bariéra stáva tenšia a tým zaisťuje značný príspevok emisie prostredníctvom tunelového javu. [8]

Elektrónový trysku(vid' Obrázok 3,3) tvorí vo všetkých prípadoch katóda, ktorá je obklopená Wehneltovým valcom, ktorý má proti špičke vlákna katódy otvor (vid' Obrázok 3.3). Za valcom je umiestnená anóda s otvorom uprostred, ktorá je uzemnená. Wehneltov valec vytvára v okolí vlákna katódy elektrické pole, ktoré spôsobuje, že sa zväzok elektrónov emitovaných z katódy zužuje tak, že tesne pred otvorom v anóde vytvára križisko, tj. najužšie miesto zväzku. Toto miesto možno potom považovať za bodový zdroj urýchlených elektrónov. Elektrostatická optika, ktorá premieta obraz emisného hrotu - križiska do otvoru v anóde, musí zabezpečiť čo najdokonalejšiu kruhovitosť priemetu vlákna v križisku, aby sme mohli považovať zdroj elektrónov za bodový a koherentný.[8]

Dráha, rýchlosť a šírka zväzku elektrónov je potom ešte upravená systémom cloniek a šošoviek, ktoré spoločne s elektrónovou tryskou vytvárajú ožarovaciu sústavu elektrónového mikroskopu.[8]



Obrázok 3.3: : Schéma elektrónovej trysky (1 – katóda, 2 – Wehneltov valec, 3 – ekvipotenciálne čiary, 4 – anóda, 5 – premenlivý odpor, 6 – zdroj vysokého napätia).

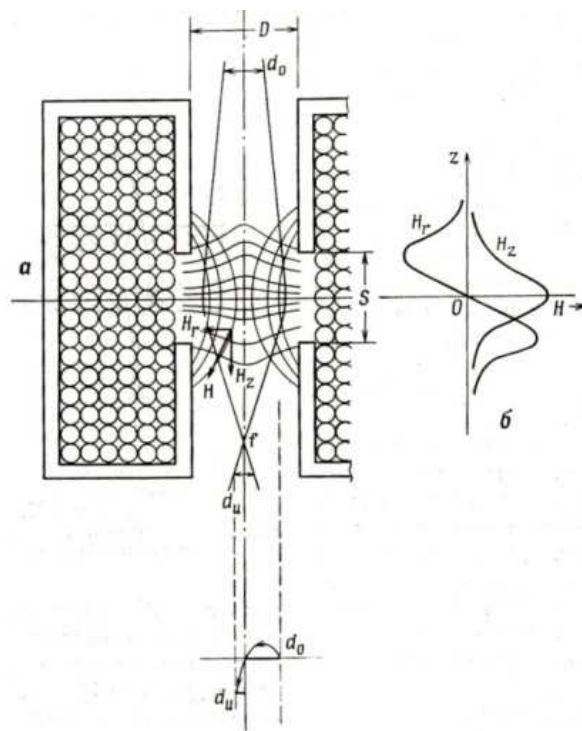
[11]

4 Elektrónová optika

Prúd elektrónového zväzku dopadajúceho na vzorku určuje intenzitu signálov sekundárnych elektrónov, odrazených elektrónov, röntgenových fotónov atď., pri zachovaní ostatných riadiacich parametrov. Okrem toho rozmer sfokusovaného zväzku na povrchu vzorky určuje rozlišovaciu schopnosť rastrovacieho elektrónového mikroskopu. Elektrónový optický systém je preto navrhnutý tak, aby bolo možné dosiahnuť maximálnu hodnotu toku elektrónov pri čo najmenšom možnom rozmere zväzku na povrchu vzorky. Pre správne použitie mikroskopu je preto nevyhnutné poznať konštrukciu optickej kolóny, činnosť jej jednotlivých komponentov a vedieť nastaviť parametre týchto komponentov tak, aby bola dosiahnutá želaná kvalita obrazu. [11]

4.1 Elektrónové šošovky

Na sfokusovanie elektrónového zväzku do konečného rozmeru ($50 \text{ \AA} - 1 \text{ \mu m}$) na povrchu vzorky sa používa sústava šošoviek kondenzora a objektívu. Zmenšenie ku ktorému dochádza je okolo $30\,000\times$. Kondenzor, ktorý je väčšinou zložený z dvoch šošoviek okrem zmenšenia určuje hlavne tok elektrónového zväzku na povrchu vzorky. Posledná fokusačná šošovka, obyčajne sa jej hovorí objektív, určuje konečný rozmer zväzku. Elektrónový zväzok sa fokusuje pôsobením magnetického poľa na pohybujúce sa elektróny. Detailnejší obraz o fokusácii magnetickej šošovky je možno vidieť na Obrázku 4.1. [11]

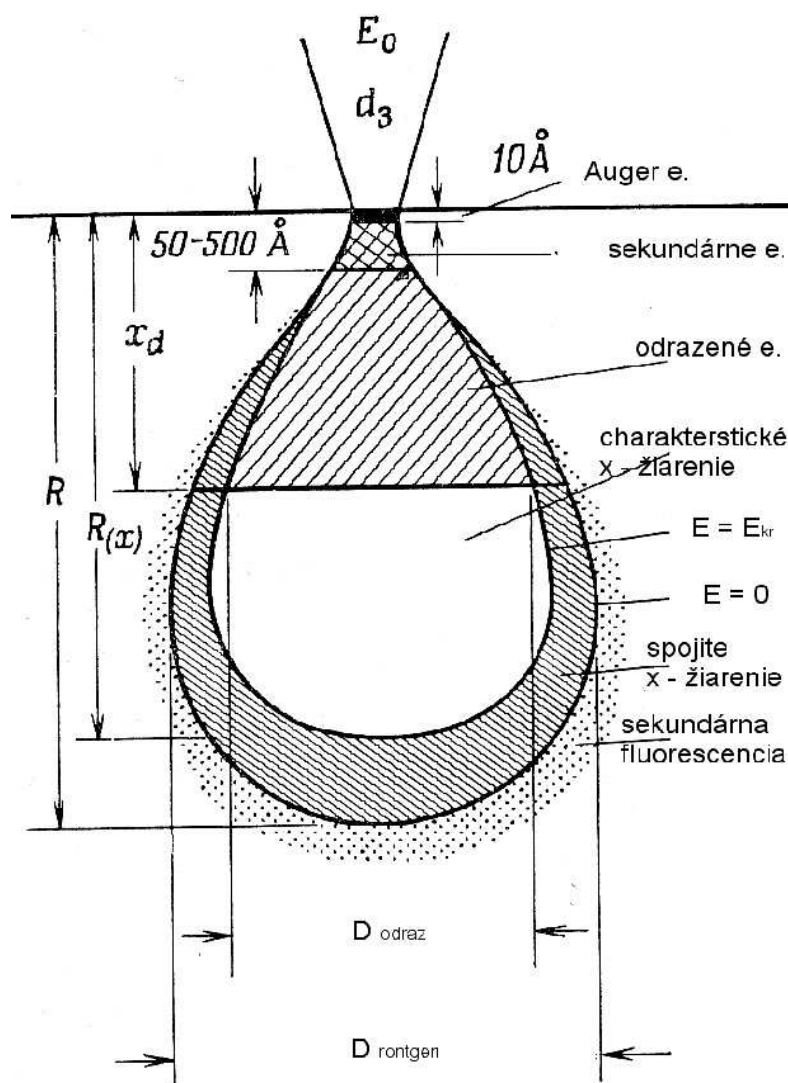


Obrázok 4.1: Rez axiálne symetrickou magnetickou šošovkou. Magnetické siločiaru sú zobrazené spolu so zložkami magnetického poľa. [11]

Na Obrázku 4.1 sú zakreslené magnetické siločiaru poľa \mathbf{H} v otvore axiálne symetrickej šošovky. Magnetické siločiaru prechádzajú medzi dvomi paralelnými pólovými železnými nadstavcami s axiálnou symetriou. \mathbf{H} vektor má smer paralelný s magnetickým poľom, vektor \mathbf{H}_r je orientovaný v smere kolmom na elektrónovú optickú os a vektor \mathbf{H}_z je s optickou osou rovnobežný. Na Obrázku 4.1 je tiež nakreslený fokusačný účinok nehomogénneho magnetického poľa na pohybujúce sa elektróny. [11]

5 Interakcia elektrónového zväzku so vzorkou

Pri dopade elektrónového zväzku na vzorku dochádza k množstvu fyzikálnych dejov, ktoré sú základom pre formovanie rôznych typov signálov. Patrí sem generácia odrazených a sekundárnych elektrónov, Augerových elektrónov, charakteristického a brzdného röntgenového žiarenia, ako aj fotónov s energiami z oblasti ultrafialovej, viditeľnej i infračervenej, transmisia a absorpcia elektrónov. [11]



Obrázok 5.1: Schematické zobrazenie oblasti generácie a priestorového rozlíšenia odrazených elektrónov, sekundárnych elektrónov, Augerovských elektrónov a röntgenového žiarenia, v rastrovacom elektrónovom mikroskope[11]

Zdrojmi týchto signálov sú špecifické oblasti vyžarovania, ktoré silne závisia od energie elektrónového zväzku a atómového čísla prvkov vo vzorke. Rozlišovacia

schopnosť elektrónového rastrovacieho mikroskopu nie je daná priamo priemerom dopadajúceho zväzku alebo vlnovou dĺžkou elektrónov ale práve rozmermi vyžarujúcej oblasti.[11]

Na Obrázok 5.1 sú sumarizované údaje o hĺbke generácie i o priestorovom rozlíšení pre prvky s nízkymi a strednými atómovými číslami. Priestorové rozlíšenie pre odrazené elektróny (D_{odraz}) a röntgenové žiarenie ($D_{\text{röntgen}}$) je zrovnateľné s ich charakteristickými hĺbkami generácie ($R_{(x)}$, x_d). Na druhej strane priestorové rozlíšenie pre sekundárne elektróny a Augerove elektróny nezávisí od charakteristických hĺbok ich generácie a sú približne dané priemerom zväzku (d_3).[11]

Primárne elektróny pri dopade na pevnú látku strácajú pružnými zrážkami malú časť svojej energie. Deje sa to hlavne pri vzájomnom pôsobení medzi elektrónmi a jadrami. Pri týchto interakciách ale dochádza k pomerne veľkým odkloneniam dráh elektrónov. Tieto elektróny, ak sa dostanú zo vzorky na povrch, sú registrované ako odrazené elektróny. [11]

Nepružné zrážky, pri ktorých dochádza k veľkým zmenám energií primárnych elektrónov, nastávajú hlavne pri zrážkach so silne viazanými elektrónmi. Týmto mechanizmom vzniká charakteristické röntgenové žiarenie. K výrazným zmenám energie primárnych elektrónov dochádza aj pri zrážkach s jadrami atómov. Vtedy sa energia elektrónu uvoľňuje vo forme spojitého brzdného žiarenia. Ak dochádza k nepružným zrážkam so slabo viazanými elektrónmi vo vonkajšom obale atómu, dochádza k emisii elektrónov. Tieto elektróny majú energiu menšiu ako 50 eV a nazývajú sa sekundárne elektróny. [11]

5.1 Detekcia sekundárnych elektrónov

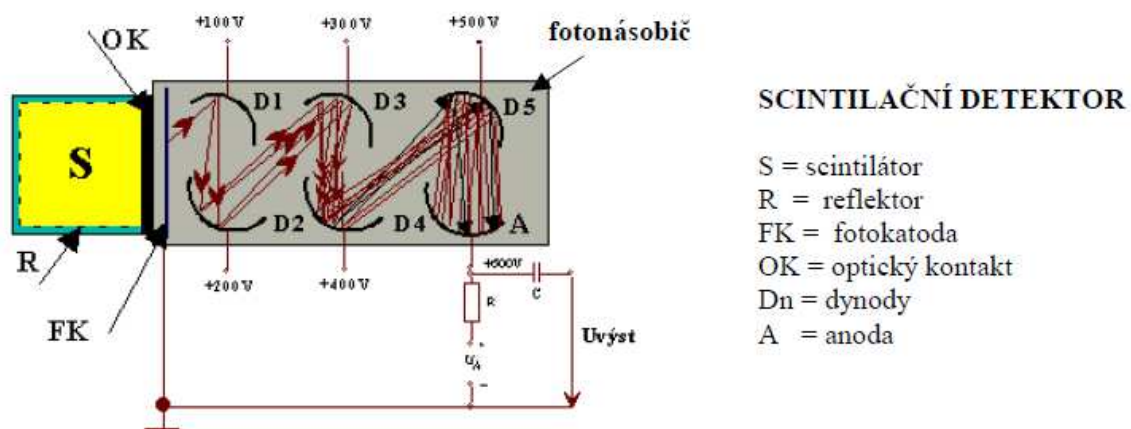
Detektory spätne rozptýlených elektrónov a sekundárnych elektrónov sú obvykle buď scintilačné detektory alebo polovodičové detektory. [10]

5.1.1 Scintilačné detektory

Scintilačné detektory prevádzajú absorbovanú energiu ionizujúceho žiarenia na energiu fotónov patriacich spravidla do viditeľnej krátkovlnnej alebo blízkej ultrafialovej oblasti spektra. Historicky ide o najstarší spôsob detekcie jednotlivých ťažkých nabitých častíc, kedy záblesky tienidla pokrytého vrstvou ZnS sa počítali pomocou jednoduchého mikroskopu okom pozorovateľa (Crookes, Regener 1908).[7]

Scintilačné detektory patria medzi najpoužívanejšie detektory ionizujúceho žiarenia. Ich výhoda spočíva vedľa dobrých spektrometrických vlastností aj v tom, že detekčné médium, scintilátor, môže mať značné rozmery a takmer ľubovoľný tvar. Pritom hmotnosť scintilačných látok je dostatočne veľká, takže sa dá dosiahnuť pomerne veľkej detekčnej účinnosti, najmä prežiarenie gama. Scintilačný detektor dáva tiež výstupný signál, ktorého ďalšie spracovanie zvyčajne nevyžaduje použitie veľmi citlivých zosilňovačov. Vzhľadom k rýchlej odozve uplatňujú sa scintilačné detektory

tam, kde je rozhodujúcim činiteľom spracovanie veľkých frekvencií alebo kde potrebujeme získať informácie o časových reláciách emisie častíc, popr. ich interakcií s hmotou.[7]



Obrázok 5.2: Scintilačný detektor [7]

Základné usporiadanie scintilačného detekčného systému je zrejmé z Obrázok 5.2. Vlastné čidlo detektora predstavuje scintilátor, v ktorom dopadajúce žiarenie spôsobuje ionizáciu a excitáciu jeho atómov a molekúl. Ich návrat do základného stavu je sprevádzaný emisiou svetelného žiarenia. Aby sa mohli svetelné fotóny maximálne využiť, obklopuje sa scintilátor reflektorom. Fotóny po prechode optickým kontaktom pôsobia na fotokatódu fotonásobiča. Najlepší prenos svetelnej energie nastáva vtedy, ak je priestor medzi scintilátorom a fotonásobičom vyplnený prostredím s veľkou svetelnou vodivosťou. Dobrá optická väzba sa najčastejšie dosiahne minerálnymi alebo silikónovými olejmi, ktoré na rozhraní kryštálu a vstupného skleneného okna fotonásobiča vytvoria veľmi tenkú transparentnú vrstvu. Okrem tohto priameho optického kontaktu vyžadujú niektoré špeciálne aplikácie oddelenie kryštálu od fotonásobiča. V takom prípade je svetlo zo scintilátora vedené svetlovodom, zvyčajne v tvare valca. Svetlovod sa spravidla pripravuje zo syntetického skla (Lucit, Plexiglas), kremeňa alebo iných materiálov s veľkou priehľadnosťou.[7]

5.1.2 Mechanizmus činnosti fotonásobiča

Fotóny po dopade na fotokatódu uvoľňujú fotoelektróny, ktoré sa po fokusácii a urýchlení elektrickým poľom dostávajú na prvú dynódu. Povrch dynód je pokrytý materiálom s veľkým súčiniteľom sekundárnej emisie. Vplyvom toho sa počet elektrónov opúšťajúcich každú nasledujúcu dynódu neustále zväčšuje. Výsledkom tohto násobného procesu je, že každý fotoelektrón vyvolá celkom s elektrónov, ktoré sú potom zozbierané na anóde fotonásobiča. Zosilnenie fotonásobiča býva v rozsahu 10^5 až 10^9 . [7]

Výstupný signál sa obvykle odoberá z anódy fotonásobiča. Niekedy je však výhodnejšie spracovať signál z niektorej z posledných dynód alebo použiť ďalšie

vyhodnotenie, oba signály súčasne. V detekčnej sonde (obsahujúcej scintilátor a fotonásobič) je vo väčšine prípadov umiestnený tiež predzosilňovač, ktorého funkcia spočíva najmä v prispôbení výstupného obvodu detektora ku vstupu káblov, ktorým sa signál vedie na vstup vlastného vyhodnocovacieho prístroja. Vzdialenosť medzi detektorom a meracím prístrojom býva často aj niekoľko desiatok metrov.[7]

Fotonásobičom sa teda svetelné impulzy prevádzajú na elektrický signál a jeho vyhodnotením môžeme získať informácie o niektorých dôležitých parametroch meraného žiarenia. Je to predovšetkým hustota toku častíc a ich energetické rozloženie. Ďalšie informácie súvisia s okamihom výskytu výstupného signálu a analýzou jeho tvaru. Posledná operácia umožňuje identifikáciu častíc, čo je možné výhodne použiť pri meraní zmesových radiačných polí.[7]

5.1.3 Polovodičový detektor

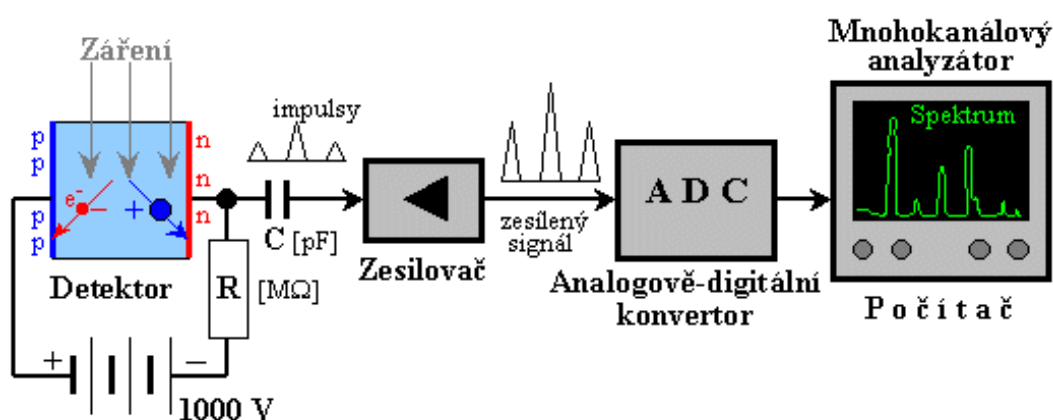
Druhý typ detektora funguje tak, že zosilňuje slabý signál vytvorený elektrónmi dopadajúcimi na polovodičovú súčiastku. Ak je vzorka uzemnená cez rezistor, elektróny, ktoré nie sú odrazené, vytvárajú na rezistore napätie. Tieto zmeny napätia môžu byť zosilnené a výsledný signál môže byť použitý pre vytvorenie tretieho typu obrazu na monitore. To tiež dovoľuje študovať dynamické elektrické javy v elektronických zariadeniach ako sú integrované obvody.[10]

Z elektronického hľadiska je polovodičový detektor v podstate dióda zapojená v elektrickom obvode s vysokým napätím (cca 1000-2000 V) cez veľký ohmický odpor v závernom (nevodivom) smere (viď Obrázok 5.3), takže v kludovom stave obvodom nepreteká elektrický prúd.[18]

Ak vnikne do aktívnej vrstvy detektora (je to "ochudobnená" vrstva alebo objemová oblasť bez voľných nosičov náboja) kvantum ionizujúceho žiarenia, ionizačná energia spôsobí v polovodiči preskok úmerného množstva elektrónov do vodivého pásma a vznik párov elektrón - diera. Tieto elektróny sa v elektrickom poli okamžite začnú pohybovať ku kladnej elektróde (a diery k zápornej) - elektrickým obvodom prejde krátky prúdový impulz, na pracovnom odpore R vznikne napäťový úbytok a cez kondenzátor C sa elektrický impulz vedie k predzosilňovaču. Amplitúda (resp. časový integrál) impulzu na výstupe zosilňovača je priamo úmerná celkovému zobrazenému náboju, a teda energii detekovaného žiarenia (presnejšie povedané energia, ktorá sa absorbovala pri prechode kvanta žiarenia aktívnou vrstvou detektora). Amplitúdovou analýzou výstupných impulzov môžeme teda vykonávať spektrometrickú analýzu energie detekovaného žiarenia, podobne ako u scintilačných detektorov. Zosilnené impulzy sa vedú na analógovo - digitálny konvertor a odtiaľ do pamäti "mnohokanálového analyzátora", realizovaného teraz v počítači, v ktorého pamäti sa hromadí výsledné spektrum.[18]

Polovodičové detektory žiarenia gama majú veľmi dobrú energetickú rozlišovaciu schopnosť (spravidla lepšiu ako 1 keV), asi 30 - krát lepšiu ako detektory scintilačné. Prispievajú k tomu predovšetkým dva základné faktory [18]:

1. Zber náboja vytvoreného v polovodiči ionizáciou je pomerne dokonalý z celého citlivého objemu.
2. Malá šírka zakázaného pásu vedie k malej energii potrebnej na vytvorenie páru elektrón-diera. Počet týchto nábojových párov, vzniknutých pri detekcii kvanta danej energie, je preto vysoký (viac ako 10-krát vyšší ako u plynových alebo scintilačných detektorov) a tým sú nízke relatívne kvantovo-štatistické fluktuácie v ich počte.



Obrázok 5.3: Polovodičový detektor[18]

6 Tlak plynu a vákuový systém

Základnou jednotkou tlaku je Pascal [Pa]. Jeden Pascal je tlak, ktorý vyvolá sila 1 Newtona rovnomerne rozložená na rovinnej ploche S s obsahom jedného štvorcového metra, kolmej na smer sily F .

$$p = \frac{F}{S} \quad (6.1)$$

Tlak vzduchu možno uvažovať tromi spôsobmi:

1. Statický tlak – p_s - možno namerať vo chvíli, keď sa vzduch nepohybuje.
2. Dynamický tlak - V prúdiacej kvapaline vedľa p_s , ktorý je v celom priereze rovnaký, tu pôsobí tiež tlak kinematický p_k . Kinematický tlak je funkciou hustoty ρ a rýchlosti prúdenia kvapaliny v podľa vzťahu:

$$p_k = \rho \frac{1}{2} v^2 \quad (6.2)$$

Dynamický tlak p_d zahŕňa vplyv stlačiteľnosti plynu sa je rovný:

$$p_d = p_k \cdot s \quad (6.3)$$

Dynamický tlak možno namerať za pohybu vzduchu ako pokles statického tlaku.

3. Celkový tlak - je súčet statického a dynamického tlaku.

Súčet statického a dynamického tlaku je konštantný, a preto, ak sa teleso voči okolitému vzduchu nepohybuje (alebo naopak), je statický tlak maximálny a dynamický tlak nulový. V prípade pohybu potom stúpa dynamický tlak a statický o tú istú hodnotu klesá. S rastúcou rýchlosťou rastie i dynamický tlak.

$$p = p_s + p_d \quad (6.4)$$

kde: p - celkový tlak, p_s -statický tlak, p_d -dynamický tlak

Vnútný priestor mikroskopu, v ktorom sa pohybujú elektróny, musí byť vákuovaný. Základné dôvody tejto požiadavky sú tieto:[8]

1. Elektrónová tryska musí byť izolovaná vákuom, pretože vzduch nie je dostatočne dobrým izolantom. Vzniká nebezpečenstvo ionizácie vzduchu a následného elektrického výboja medzi katódou a anódou trysky.
2. Vzduch obsahuje molekuly O_2 , N_2 , CO_2 a uhlíkovodíky, ktoré spôsobujú kontamináciu tubusu aj pozorovaného predmetu (vzorky).

6.1 Oblasti tlaku vo vákuovej technike

- **Hrubé vákuum** ($100 \div 10^{-1} \text{ Pa} / 1 \text{ Torr} \div 10^{-3} \text{ Torr}$):

Mechanické manipulátory, vákuové balenie a formovanie, manipulácia s plynmi a ich filtrácia, odplyňovanie olejov, zahusťovanie/kondenzácia vodných

roztokov, sušenie, destilácia, impregnácia v elektrotechnike, odplyňovanie v metalurgii.[1]

- **Stredné vákuum** ($10^{-1} \div 10^{-3} \text{Pa}$ / $10^{-3} \div 10^{-5} \text{Torr}$):

Metalurgické procesy, (tavenie, zlievanie, spekanie), tepelné procesy, žihanie, vákuová destilácia, sušenie vo farmakológii a potravinárstve. [1]

- **Vysoké vákuum** ($10^{-3} \div 10^{-6} \text{Pa}$ / $10^{-5} \div 10^{-8} \text{Torr}$):

Kryogénne zariadenie, elektrická izolácia, výroba elektrónok a obrazoviek, hmotnostné spektrometre, tenké vrstvy a povlaky v strojárstve, chémii, elektronike a architektúre.[1]

- **Ultravákuum** (pod 10^{-6}Pa / 10^{-8}Torr):

Elektrónové mikroskopy, analytické hmotnostné spektrometre, urýchľovače častíc, simulátory kozmického priestoru, zariadenia pre štúdium čistých povrchov. [1]

Torr ($1 \text{ Torr} = 1 \text{ mmHg}$) - jedna z najstarších jednotiek pre vyjadrenie tlaku, stále sa však používa v USA a v Japonsku. Od nej je odvodená jednotka $1 \text{ micron Hg} = 1 \text{ milli Torr}$. [1]

$$1 \text{ Torr} = 133,3 \text{ Pa}, 1 \text{ Pa} = 7,5 \times 10^{-3} \text{ Torr}$$

Dôvodom vyčerpania priestoru tubusu je snaha zabrániť náhodným zrážkam urýchlených primárnych elektrónov s molekulami vzduchu, ktoré by viedli k zmenám ich energie a smeru pohybu. Na dosiahnutie pracovného vákua (minimálne 10^{-3} až 10^{-5} Pa) musí byť mikroskop vybavený dostatočne výkonnými výjevami mnohých rôznych typov. Používajú sa predovšetkým rotačné, difúzne, iónové a turbomolekulárne vývevy. Tieto kombinácie tiež umožňujú v prijateľnom čase (menej ako 2 min.) vymeniť vzorku, vlákno a apertúru bez potreby vákuových uzáverov.[8]

Kvalitu vákua kontrolujú mierky vákua a celý proces čerpania vzduchu je riadený automaticky. Rotačná olejová výveva sa používa pre pred čerpanie zavzdušneného vnútorného priestoru mikroskopu, prípadne pre odvzdušnenie komôrky pri výmene preparátov. Táto výveva je schopná znížiť tlak zhruba na 10^{-1} Pa . Po dosiahnutí tohto stupňa vákua sa zapína difúzna výveva, ktorá odparovaním a spätnou kondenzáciou špeciálneho oleja s nízkym tlakom pary znižuje tlak na 10^{-3} Pa . Priestor elektrónovej trysky vyžaduje najvyšší stupeň vákua až 10^{-7} Pa (približne rovnaký tlak je v kozmickom priestore) a je ho dosahované iónovými výjevami. Nutné je spomenúť ešte turbomolekulárnu vývevu a kryogénnu pumpu. Aj cez vysoký stupeň vákua dochádza ku kontaminácii vnútra tubusu zvyškami vodných pár a molekulami uhlíkovodíkov, ktoré sa tam môžu dostať z odparov oleja výjev alebo tesniacich tukov. To všetko ovplyvňuje kvalitu obrazu. Preto sa používa špeciálna antikontaminačná komôrka. Tým sa znižuje tenzia vodných a uhlíkovodíkových pár, ktoré potom kondenzujú na komôrke.[8]

7 Prúdenie tekutín

7.1 Delenie podľa fyzikálnych vlastností tekutín

Prúdenie tekutiny:[5]

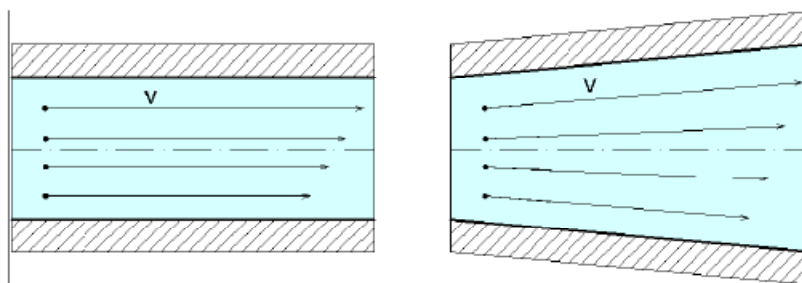
- Prúdenie ideálnej (nevázkej) tekutiny
 - a) Potencionálne
 - b) Vírivé
- Prúdenie skutočnej (vázkej) tekutiny
 - a) Laminárne
 - b) Turbolentné

Prúdenie ideálnej (dokonalej) tekutiny[5]

- Potenciálne prúdenie (nevírivé) - častice tekutiny sa pohybujú priamočiaro alebo krivočiaro po dráhach tak, že sa voči pozorovateľovi neotáčajú okolo vlastnej osi.
- Vírivé prúdenie - častice tekutiny sa voči pozorovateľovi natáčajú okolo vlastných osí.

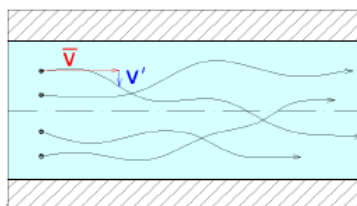
Prúdenie skutočnej (vázkej) tekutiny[5]

- Laminárne prúdenie - častice tekutiny sa pohybujú v tenkých vrstvách , bez toho aby sa premiestňovali po priereze, viď Obrázok 7.1. [5]



Obrázok 7.1: Laminárne prúdenie [5]

- Turbulentné prúdenie - častice tekutiny majú okrem pozdĺžnej rýchlosti tiež turbulentnú (fluktuačnú) rýchlosť, ktorou sa premiestňujú po priereze, viď Obrázok 7.2.[5]



Obrázok 7.2: Turbulentné prúdenie[5]

7.2 Delenie podľa kinematického hľadiska

Prúdenie tekutiny: [5]

- Usporiadanie v priestore
 - a) 1D
 - b) 2D
 - c) 3D
- Závislosť na čase
 - a) Stacionárne
 - b) Nestacionárne

Delenie prúdenia podľa usporiadania v priestore[5]

- Prúdenie je trojrozmerné čiže priestorové (3D), ak veličiny, napr. rýchlosť, závisia na polohe v priestore $v = v(x, y, z)$
- Prúdenie dvojrozmerné čiže rovinné (2D) je charakterizované veličinami, ako je napr. rýchlosť, závisia na polohe v rovine (príkladom je osovo symetrické prúdenie v potrubí) $v = v(x, y)$
- Prúdenie jednorozmerné (1D) predpokladá závislosť počítaných veličín na polohe na krivke (príkladom je prúdenie v potrubných systémoch) $v = v(s)$

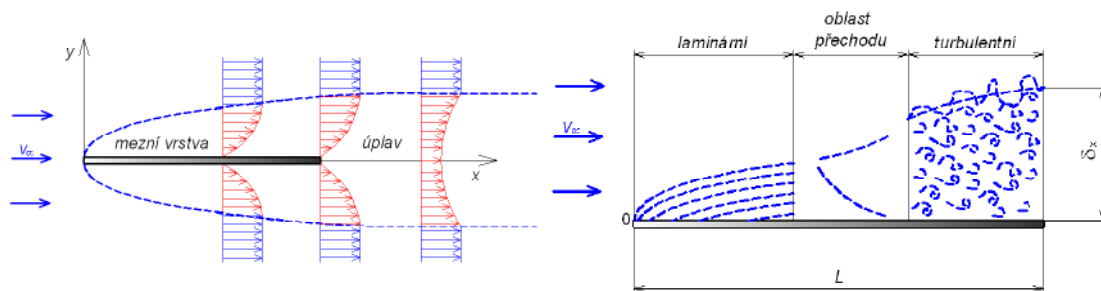
Delenie prúdenia podľa závislosti na čase[5]

- Prúdenie ustálené (stacionárne) nezávisí na čase $v \neq v(t)$; $\frac{\partial}{\partial t} = 0$
- Prúdenie neustálené (nestacionárne) je prúdenie, u ktorého veličiny sú závislé na čase, $v = v(x, y, z, t)$, $v = v(s, t)$, $v = v(t)$.

7.3 Turbulentné prúdenie skutočných kvapalín

U turbulentného prúdenia bolo na základe experimentálnych meraní zistené, že na stenách potrubia alebo obtekaného telesa vzniká vrstva kvapaliny s laminárnym pohybom, tzv. laminárna podvrstva, ktorej hrúbka je niekoľko desiatín milimetrov. Tesne za laminárnou podvrstvou je prechodová vrstva medzi laminárnou podvrstvou a turbulentným jadrom, ktoré tvoria ďalšiu oblasť turbulentného prúdu. Laminárna podvrstva a prechodová vrstva tvorí turbulentnú medznú vrstvu. Uvažujme najjednoduchší prípad - tenkú dosku paralelnú s prúdom tekutiny, viď Obrázok 7.3. Tlak je v celom objeme tekutiny konštantný. Tekutina na doske lipne, pretože vplyvom viskozity sa zabrzdia najbližšej vrstvy tekutiny pri povrchu dosky. Rýchlosť tekutiny s odľahlosťou od steny narastá až na hodnotu rýchlosti nenarušeného prúdu v_{∞} . Hrúbka "zabrzdenej" tekutiny, tj. hrúbka medznej vrstvy je u nábežnej hrany nulová a na odtokovej hrane je maximálna. V hraničnej vrstve a oblasti okolo dosky nie sú prúdnice

paralelné priamky, ale tvoria mierne sa rozbiehajúci zväzok. Zložka rýchlosti kolmá na dosku je oveľa menšia a možno ju zanedbať.[5]



Obrázok 7.3: Medzná vrstva pri obtekaní dosky [5]

V prednej časti je medzná vrstva laminárna, v zadnej turbulentná, medzi nimi prechodová oblasť. Okamžitá hranica turbulentnej medznej vrstvy - plná nepravidelná krivka - sa s časom mení. Stredná hrúbka turbulentnej medznej vrstvy je zakreslená čiarkovane. Kritérium pre stanovenie prechodu laminárnej medznej vrstvy na turbulentnú je kritické Reynoldsovo číslo, ktorého hodnota sa mení so stupňom turbulencie prúdu. Spravidla sa udáva[5]

$$Re = \frac{v_{\infty} x_k}{\nu} = 5 \cdot 10^5 \quad (7.1)$$

kde x_k je vzdialenosť od nábežnej hrany, v ktorej laminárna medzná vrstva prechádza do turbulentnej.

Je vidieť, že stanovenie typu prúdenia nie je úplne jednoduché a jednoznačné a záleží na skúsenostiach riešiteľa.[5]

V prípade jednorozmerného prúdenia v potrubí je prechod k turbulencii daný experimentálne určeným kritickým Reynoldsovým číslom Re , definovaným vzťahom[5]

$$Re = \frac{v_s d}{\nu} \quad (7.2)$$

kde v_s je stredná rýchlosť v potrubí, d jeho priemer a ν kinematická viskozita.

Kritická hodnota Re_{krit} pre potrubie kruhového prierezu je 2320. Pri $Re \leq Re_{krit}$ sa v potrubí vyvinie usporiadané laminárne prúdenie, pohyb sa deje vo vrstvách a častice tekutiny sa nepohybujú naprieč prierezom. Ak je $Re \geq Re_{krit}$, prúdenie je turbulentné. Pri vyšších Reynoldsových číslach častice tekutiny konajú neusporiadaný pohyb všetkými možnými smermi. Tento pohyb je nepravidelný, náhodný a pripomína pohyb molekúl plynu, ale na rozdiel od molekúl sa častice tekutiny môžu rozpadáť a strácať tak svoju identitu. Pohyb častíc kolmo k stene zvyšuje tok hybnosti k stene a preto je pokles tlaku v smere prúdenia oveľa väčší ako u laminárneho prúdenia. Následkom premiešavania tekutiny sú rozdiely rýchlosti na rôznych miestach prierezu oveľa menšie ako u laminárneho prúdenia mimo oblasť v blízkosti steny.[5]

7.3.1 Vlastnosti turbulentného prúdenia

Náhodný pohyb častíc tekutiny, teda objemov obsahujúcich veľké množstvo molekúl, pričom pohyb častíc sa skladá z usporiadaného stredného pohybu a z náhodných fluktuácií, z čoho vyplýva analógia medzi správaním molekuly (Brownov pohyb molekúl) a správaním častice tekutiny. Vplyvom fluktuácií sa môže dostať molekula z oblasti väčšej makroskopickej rýchlosti do oblasti menšej makroskopickej rýchlosti a pri náraze na inú molekulu sa spomalí, pričom molekulu, na ktorú narazila, zrýchli a odovzdá jej časť svojej hybnosti. Opačne je tomu, ak prechádza molekula z oblasti menšej rýchlosti do oblasti väčšej rýchlosti, kedy sa jej hybnosť pri náraze zväčší. Tým dochádza k zdieľaniu hybnosti medzi oblasťami tekutiny s rozličnou rýchlosťou, čo sa prejavuje rastúcim odporom proti prúdeniu ako vnútorné trenie tekutiny.[5]

Tečné napätie, vznikajúce pri turbulentnom prúdení, nie je určené iba vnútorným trením v tekutine a rýchlostným gradientom ako tomu je u laminárneho prúdenia (Newtonov zákon $\tau = \eta \frac{dv}{dy}$), ale zmenou hybnosti makroskopických častí, ako následok ich prenikania medzi susedné vrstvy. Tento neusporiadaný pohyb vyvolá tzv. **prídavné turbulentné napätie**. [5]

Turbulentná viskozita, o ktorej nemožno hovoriť ako o fyzikálne konštante tekutiny, ako tomu je u molekulovej viskozity laminárneho prúdenia, ale ako o zložitej funkčnej závislosti stavu prúdiacej tekutiny a polohy uvažovaného bodu, teda zdieľanie hybnosti fluktuáciami a odľahlosti od steny. Preto rýchlostný profil u turbulentného prúdenia v porovnaní s laminárnym je viac plochý (nemá parabolický charakter). [5]

Difúziálny charakter turbulencie, kedy gradienty rýchlosti vyvolané turbulentnými fluktuáciami rýchlostí sú zdrojom väzkých napätí a disipácie energie. Zvyšuje sa tak vnútorná energia tekutiny na úkor kinetickej energie turbulencie. Turbulencia preto potrebuje trvalý prísun energie na krytie týchto strát, inak rýchlo zaniká.[5]

7.3.2 Nestlačiteľné a stlačiteľné prúdenie

Prúdenie skutočných kvapalín môže byť klasifikované ako nestlačiteľné alebo stlačiteľné prúdenie. V prípade prúdenia tekutiny pre hodnotenie stlačiteľnosti použijeme Machovo číslo M , definované vzťahom:[10]

$$M = \frac{v}{c} \quad (7.3)$$

kde v je rýchlosť tekutiny, c je rýchlosť zvuku.

Pre rýchlosť zvuku v ideálnom plyne platí vzťah[10]

$$c = \sqrt{\kappa RT} \quad (7.4)$$

kde T je teplota plynu, R všeobecná plynová konštanta a κ je Poissonova konštanta udávajúca pomer merných tepelných kapacít za stáleho tlaku a stáleho objemu, platí[10]

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (7.5)$$

Prúdenie považuje prakticky za nestlačiteľné, keď sa neprejaví zmena hustoty plynu na prebiehajúce prúdenie, v prípade že platí pre hodnotu Machovho čísla vhodne volená nerovnosť[10]

$$M \leq (0,2 - 0,3) \quad (7.6)$$

V prípade splnenia nerovnosti možno považovať aj prúdenia plynu za prúdenie nestlačiteľnej tekutiny, tj. kvapaliny. Hustota plynu ρ pri výpočte je považovaná za konštantnú a určuje sa z počiatočných podmienok.[10]

V prípade nesplnenia nerovnosti je prúdenie plynu považované za prúdenie stlačiteľnej tekutiny. Hustota plynu ρ pri výpočte je premenná a vyhovuje rovnici stavu ideálneho plynu v tvare: [10]

$$p = R \rho T \quad (7.7)$$

Prúdenie stlačiteľnej tekutiny môže byť klasifikované ako podzvukové alebo nadzvukové prúdenie. Kritériom je hodnota Machovho čísla M . Kritické prúdenie je dosiahnuté pri hodnote Machovho čísla $M_{kr} = 1$. [10]

V prípade jednorozmerného spojitého prúdenia ideálneho plynu v trubici premenného prietochného prierezu A platí pre určovacie veličiny stavu prúdu tekutiny rýchlosť v , tlak p , hustota ρ a teplotu T parametrické závislosti na Machovom čísle M a Poissonovej konstante κ : [10]

$$\frac{A}{A_{kr}} = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \quad (7.8)$$

$$\frac{v}{v_{kr}} = \frac{M}{\left[\frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (7.9)$$

$$\frac{p}{p_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}} \quad (7.10)$$

$$\frac{\rho}{\rho_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{1}{\kappa - 1}}} \quad (7.11)$$

$$\frac{T}{T_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa+1} \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) \right]} \quad (7.12)$$

Pri uvažovanom jednorozmernom spojitom prúdení v trubici premenného prierezu definujeme nasledujúce tri charakteristické stavy prúdenia.[10]

- Stav celkový (zabrzdenie) $v_0 = 0, p_0, \rho_0, T_0, M_0 = 0$.
- Stav kritický $v_{kr}, p_{kr}, \rho_{kr}, T_{kr}, M_{kr} = 1$
- Stav medzný $v_m, p_m = 0, \rho_m = 0, T_m = 0, M_m = \infty$.

Z rozboru charakteristických stavov prúdenia vyplývajú významné pomery charakteristických veličín v stave celkovom, kritickom a medznom:[10]

$$\frac{p_0}{p_{kr}} = \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (7.13)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_{kr}} = \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (7.14)$$

$$\frac{T_0}{T_{kr}} = \frac{\kappa+1}{2} \quad (7.15)$$

$$\frac{v_m}{v_{kr}} = \left(\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.16)$$

Z rozboru rovníc popisujúcich jednorozmerné spojité prúdenia ideálneho plynu v trubici premenného prierezu plynie dôležitý záver: "Zmenšovanie prietochného prierezu vedie prúdiaci plyn k jeho kritickému stavu, zatiaľ čo zväčšovanie prietochného prierezu prúdiaci plyn od jeho kritického stavu odďaľuje." [10]

Na dosiahnutie nadzvukového prúdenia v trubici premenného prierezu je teda potrebné v podzvukovom prúde najprv prierez trubice zmenšovať a po dosiahnutí kritického stavu prúdenia začať prierez trubice potom zväčšovať, aby bolo dosiahnuté v trubici nadzvukového prúdenia (tvarovanie Lavalovej dýzy, tj. konvergentná a divergentná dýza).[10]

V prípade konvergentnej dýzy (iba zužujúca sa trubica) je možné na výstupe z dýzy dosiahnuť zníženie tlaku v prúde plynu iba na hodnotu kritického tlaku. V prípade, že podľa okrajových podmienok je k dispozícii vyšší tlakový spád, nastáva v oblasti za výstupom v minimálnom priereze trubice neriadená expanzia v rozširujúcom sa lúči prúdu plynu z kritického tlaku na tlak okolitého prostredia (plní sa okrajová tlaková podmienka).[10]

7.4 Rovnice popisujúce prúdenie v riešenej komore

Pre riešenie problému je použitý profesionálny program SolidWorks FlowSimulation, ktorý rieši systém nasledujúcich troch parciálnych diferenciálnych rovníc, doplnený stavovou rovnicou. Ide o trojrozmerný typ prúdenia stlačiteľnej, väzkej tekutiny s prívodom tepla. [10]

Základná rovnica popisujúca prúdenie väzkej stlačiteľnej tekutiny v Karteziánskej súradnicovej sústave zapísanej v konzervatívnom tvare sú tri zákony zachovania a to zákon zachovania hmotnosti, zákon zachovania pohybu a zákon zachovania energie doplnené štvrtou rovnicou a to rovnicou stavu uvažovanej tekutiny.

Rovnica spojitosti, vyjadrujúca zákon zachovania hmotnosti, nadobúda tvar [10]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad , \quad \text{složka } i = 1, 2, 3 \quad . \quad (7.17)$$

Stokes - Navierova rovnica, vyjadrujúca aplikovanú Newtonovu vetu o zmene hybnosti, v tvare [10]

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i \quad , \quad \text{index } j = 1, 2, 3 \quad , \quad (7.18)$$

Rovnica energie, vyjadrujúca zákon zachovania energie pre stlačiteľnú tekutinu, nadobúda tvar: [10]

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i}(E + p) = \frac{\partial}{\partial x_i}(u_j(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \varepsilon + S_i u_i + Q_H \quad , \quad (7.19)$$

$$E = e + \frac{v^2}{2} \quad (7.20)$$

Rovnica stavu, viažuca určovacie veličiny stavu tekutiny, pre uvažovaný ideálny plyn, v tvare: [10]

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad . \quad (7.21)$$

V uvedených rovniciach u je rýchlosť tekutiny, p je tlak tekutiny, ρ je hustota tekutiny, T je teplota tekutiny, e je vnútorná energia, S_i sú vonkajšie hmotnostné sily pôsobiace na jednotku hmotnosti (napr. tiažová, odstredivá), Q_H je prívod alebo odvod tepla vzťahnutý na jednotku objemu, q_i je tok tepla difúzny, τ_{ik} je tenzor väzkých napätí a ij sú indexy u veličín, udávajú sumáciu podľa troch smerov súradníc (Einsteinovho sumácia). [10]

Uvedené základné rovnice pre riešenie prúdenia stlačiteľnej tekutiny s uvažovaním trenia, vyjadrujúce zákony zachovania hmotnosti, hybnosti a energie tvoria systém parciálnych diferenciálnych rovníc a dajú sa vyjadriť vhodným zápisom vo všeobecnej konzervatívnej forme, [10]

$$\frac{\partial(\rho\zeta)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \zeta) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x_j} \right) + S_\zeta \quad (7.22)$$

kde ζ je premenná a členy na pravej strane diferenciálnej rovnice sú postupne konvektívny člen, difúzny člen a zdrojový člen. [10]

Pre zákon zachovania hmotnosti platí pre premennú $\zeta = 1$ a pravá strana rovnice obsahuje iba konvektívny člen. Teda [10]

$$\zeta = 1, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i), \quad \text{zložka } i = 1, 2, 3. \quad (7.23)$$

Pre zákon zachovania hybnosti platí pre premennú $\zeta = u_i$ a pravá strana rovnice obsahuje konvektívny člen, difúzny člen, zdrojový člen a tlak. Teda [10]

$$\zeta = u_i, \quad \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i, \quad (7.24)$$

index $j = 1, 2, 3$

Pre zákon zachovania energie platí pre premennú $\zeta = E + p$, $E = e + u^2 / 2$, kde e je vnútorná energia a pravá strana rovnice obsahuje konvektívny člen, difúzny člen, zdrojový člen a turbulentnú viskozitu μ_t a rýchlosť disipácie ε . Teda [10]

$$\zeta = E,$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} = -\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i}(E + p) + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_j(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \varepsilon + S_i u_i + Q_H, \quad (7.25)$$

$$E = e + \frac{u^2}{2}, \quad e \text{ je vnútorná energia} \quad (7.26)$$

Ak člen ζ predstavuje skalárnu veličinu ide o lineárnu rovnicu druhého rádu, ak ζ predstavuje zložku rýchlosti ide o nelineárnu rovnicu druhého rádu. Ak prevláda vplyv difúzneho člena, jedná sa o rovnice eliptické, ak prevláda vplyv konvektívneho transportu ide o rovnice parabolické a vplyv významných tlakových zmien popisujú rovnice hyperbolické.[10]

Pre newtonovské tekutiny tenzor väzkých napätí je definovaný vzťahom [10]

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right). \quad (7.27)$$

Reynoldsovo napätie tvorí tenzor o deviatich členoch, pritom nezávislých je šesť, preto je aj rovníc šesť, čo tvorí rozsiahly systém diferenciálnych rovníc ťažko riešiteľných. Preto je venovaná pozornosť teóriám, zaoberajúcim sa jednoduchším vyjadrením Reynoldsových napätí v rovniciach (tzv. modely turbulencie).[10]

S využitím Boussinesquovy hypotézy nadobúda tenzor Reynoldsových väzkých napätí upravený tvar, v ktorom je zavedená turbulentná viskozita μ_t a turbulentná

kinetická energia k . V rámci modelu $k - \varepsilon$ turbulencie, ktorý je založený na dvoch základných vlastnostiach turbulencie, a to na turbulentnej kinetickej energii k a turbulentnej disipácii ε , možno určiť turbulentnú viskozitu μ_t . Na určenie turbulentnej kinetickej energie k a rýchlosti disipácie ε sú potom použité dve transportné rovnice (dvoj rovnícový $k-\varepsilon$ model, ktorým sa základné rovnice popisujúce prúdenie väzkej tekutiny dopĺňajú o dve parciálne diferenciálne rovnice). [10]

Pre Newtonovské tekutiny tenzor väzkých napätí je definovaný vzťahom [10]

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) . \quad (7.28)$$

S využitím Boussinesquovy hypotézy nadobúda tenzor Reynoldsových väzkých napätí upravený tvar, v ktorom je zavedená turbulentná viskozita μ_t a turbulentná kinetická energia k [10]

$$\tau_{ij}^R = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} . \quad (7.29)$$

Kde δ_{ij} je Kronecker delta funkcia (je rovná jednej pre $i = j$ a rovná nule pre ostatné prípady), μ je dynamická viskozita, (pre laminárne prúdenie platí $\mu_t = k = 0$).

V rámci modelu $k-\varepsilon$ turbulencie, ktorý je založený na dvoch základných vlastnostiach turbulencie, a to na turbulentnej kinetickej energii k a turbulentnej disipácii ε , možno určiť turbulentnú viskozitu μ_t [10]

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} . \quad (7.30)$$

Tu f_μ je faktor turbulentnej viskozity, ktorý je definovaný vzťahom [10]

$$f_\mu = [1 - \exp(-0.025 R_y)]^2 \cdot \left(1 + \frac{20,5}{R_T} \right), \text{ kde } R_T = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon}, R_y = \frac{\rho \sqrt{k} y}{\mu} . \quad (7.31)$$

V rovnici je vzdialenosť od steny označená y .

Na určenie turbulentnej kinetickej energie k a rýchlosti disipácie ε sú použité dve transportné rovnice [10]

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + S_k , \quad (7.32)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + S_\varepsilon , \quad (7.33)$$

kde zdrojové členy S_k a S_ε sú definované vzťahmi [10]

$$S_k = \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon - \mu_t P_B \quad , \quad (7.34)$$

$$S_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left(f_1 \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mu_t C_B P_B \right) - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \quad , \quad (7.35)$$

Tu P_B reprezentuje generáciu turbulencie spôsobenej vztlakovými silami môže byť vyjadrená vzťahom [10]

$$P_B = - \frac{g_i}{\sigma_B} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad , \quad (7.36)$$

kde g_i je zložka gravitačného zrýchlenia v smere x_i , $\sigma_B = 0,9$ je konštanta, C_B je konštanta pre ktorú platí $C_B = 1$ pre $P_B > 0$ a $= 0$ pre ostatné prípady; [10]

$$f_1 = 1 + \left(\frac{0,05}{f_\mu} \right)^3 \quad , \quad f_2 = 1 - \exp(-R_T^2) \quad . \quad (7.37)$$

Konštanty $C_\mu = 0,09$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$ sú určené empiricky pre SolidWorks FlowSimulation v uvedených hodnotách. [10]

Keď Lewisovo číslo $Le = 1$ potom difúzny tok tepla q_i je definovaný vzťahom [10]

$$q_i = \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) \frac{\partial h}{\partial x_i} \quad , \quad i = 1, 2, 3. \quad (7.38)$$

Tu $\sigma_c = 0,9$ je konštanta, Pr je Prandtlovo číslo ah je entalpia tekutiny.

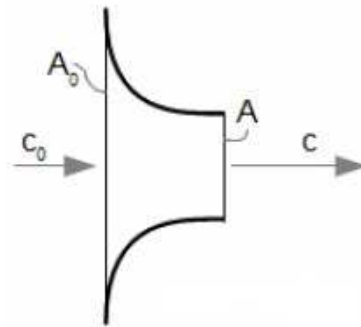
Tieto rovnice popisujú ako laminárne tak turbulentné prúdenie. Prechod z laminárneho prúdenia do turbulentného prúdenia a naopak je možný. Parametre ka μ_t sú nulové pre čisto laminárne prúdenie. [10]

7.5 Prúdenie plynu clonkami

Pre zlepšenie účinnosti expanzie plynu za kritickým prierezom dýzy (clonky) je potrebné pre expandujúci plyn vytvoriť vhodné podmienky tj. vytvoriť za kritickým prierezom rozširujúci sa kanál. V nasledujúcich odstavcoch sú popísané stavy ktoré môžu nastať pri prúdení plynu clonkami.

7.5.1 Zužujúca sa dýza (konvergentná tryska)

Pretekajúce množstvo a rýchlosť pracovného plynu zužujúceho sa dýzou závisí na tlaku na vstupe p_0 a tlaku na výstupe p . [14]



Obrázok 7.4: Rýchlosť plynu na výtoku z dýzy [14]

Rovnica pre výpočet výtokovej rýchlosti plynu zo statického tlaku pred dýzou [14]:

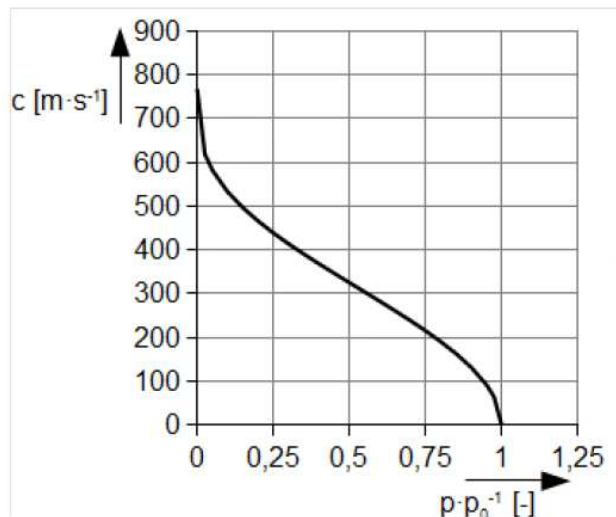
$$c = \sqrt{2(i_0 - i) + c_0^2} \quad (7.38)$$

$$c = \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa - 1} \cdot r \cdot T_0 \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right] + c_0^2} \quad (7.39)$$

Kde : A [m^2] - prietokový prierez dýzy; c [ms^{-1}] - rýchlosť plynu; i [kJkg^{-1}] - merná entalpia plynu; s [$\text{kJkg}^{-1}\text{K}^{-1}$] - merná entropia; κ [-] - konštanta adiabaty, r [$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$] - individuálny plynová konštanta plynu; T [K] - teplota plynu; p [Pa] - tlak plynu. [14]

Index 0 označuje statický stav na vstupe a index 0c celkový stav na vstupe. Táto rovnica sa tiež nazýva Saint Vénantova-Wantzelova rovnica. Rovnice možno odvodiť z rovnice pre Prvý zákon termodynamiky pre otvorenú sústavu a pre ideálny plyn. [14]

Z rovnice je zrejmé, že rýchlosť plynu c je závislá na vstupnej teplote T_0 a tlaku p_0 , pričom maximálna rýchlosť plynu bude pri výtoku do vakuu $p=0$. [14]



Obrázok 7.5: Výtoková rýchlosť plynu z dýzy v závislosti na tlakovom pomere[14]

Tlakový pomer $p \cdot p_0^{-1}$ sa zvyčajne označuje písmenom π alebo π_c pri vzťahnutí k celkovému tlaku p_c . [14]

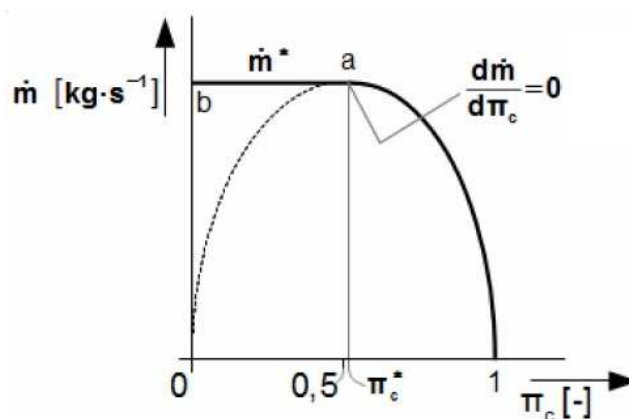
Hmotnostný tok plynu na výtoku z dýzy sa vypočíta z Rovnice 7.39 a rovnice kontinuity: [14]

$$\dot{m} = A \cdot c \cdot \frac{1}{v}; \quad \dot{m} = A \sqrt{\frac{p_{0c}}{v_{0c}}} \cdot \chi_m \quad (7.40)$$

$$\chi_m = \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa - 1}} \cdot \sqrt{\left(\frac{p}{p_{0c}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p}{p_{0c}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}} \quad (7.41)$$

\dot{m} [ms^{-1}] - hmotnostný tok plynu dýzou; v [$\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$] - merný objem plynu; χ_m [-] - prietokový faktor. [14]

Podľa tejto rovnice s klesajúcim tlakom za dýzou p hmotnostný tok plynu \dot{m}^* rastie iba do určitého tlakového pomeru π , potom by mal prietok začať klesať: [14]



Obrázok 7.6: Maximálny hmotnostný tok plynu dýzou [14]

$$\frac{d\dot{m}}{d\pi_c} = 0 \rightarrow \frac{p^*}{p_{0c}} = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = \pi_c^* \quad (7.42)$$

Krivka 1-a-0 zodpovedá Rovnici 7.40 a 7.41. Maximálny prietoku \dot{m}^* je dosiahnutý pri tlakovom pomere π_c^* . Podľa Rovnice 7.40 a 7.41 by mal, nasledovať pokles prietoku. V skutočnosti od pomeru π_c^* až do expanzie do vákua ($\pi_c = 0$) je prietok konštantný a je \dot{m}^* . Tlakový pomer pri ktorom je dosiahnutý maximálny prietok plynu dýzou sa nazýva kritický tlakový pomer (preto označenie *). [14]

Obrázok zodpovedá prietokovej charakteristike plynu ktorého kritický tlakový pomer je väčší ako 0,5, čo je napríklad para alebo vzduch.[14]

Pri kritickom alebo nižšom tlakovom pomere dosahuje rýchlosť prúdu v najužšom mieste dýzy rýchlosti šírenia zvuku, tento stav prúdenia sa nazýva kritickým stavom. Po dosadení rovnice kritického tlakového pomeru (Rovnica 7.42) do vyššie uvedených vzťahov pre rýchlosť a prietok možno získať rovnice pre najužšie miesto dýzy:[14]

$$c^* = \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa + 1} \cdot p_\infty \cdot v_\infty}; \quad \dot{m}^* = A \cdot \sqrt{\frac{p_\infty}{v_\infty}} \chi_{max} \quad (7.43)$$

$$\chi_{max} = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa + 1}} \quad (7.44)$$

7.5.2 Stav za ústím dýzy

Z vyššie uvedeného je zrejmé, že na výstupe z dýzy môžu nastať 2 stavy:

1. **Rýchlosť na výstupe z dýzy zodpovedá podkritickému alebo presne kritickému tlakovému pomeru, $p \geq p^*$.**

Ak za ústím dýzy nenasleduje ďalší kanál, ktorý by prúd plynu oddelil od okolitého prostredia začne sa postupne prúdenie zbrzdovať a premiešavať s okolitým plynom. V určitej vzdialenosti od ústia dôjde k vyrovnaniu rýchlosti a teploty výtokového plynu s okolím bude v termickej rovnováhe s okolím.[14]

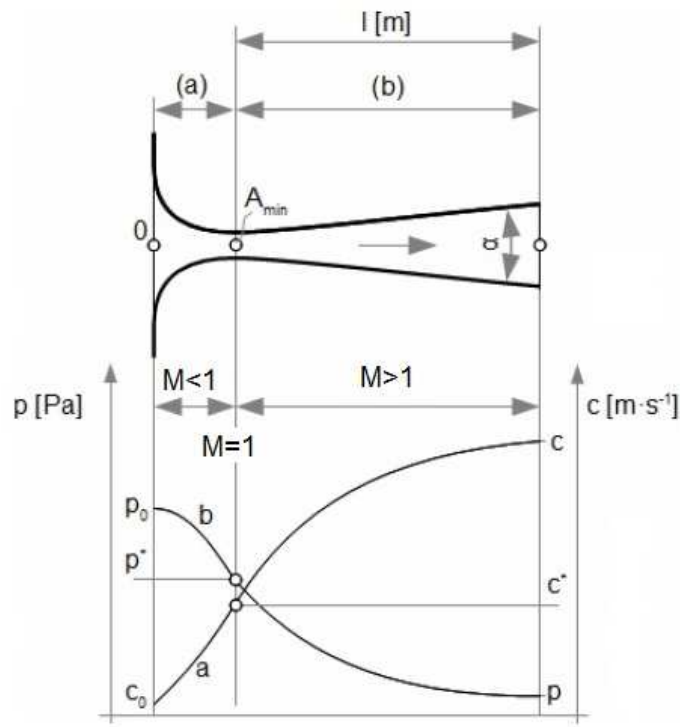
2. **Tlakový pomer je menší ako kritický, $p < p^*$.**

Za ústím dýzy je rýchlosť plynu práve zvuková, ale tlak vyšší ako okolitý a preto plyn ďalej expanduje a jeho rýchlosť sa zvyšuje podľa Rovnice 7.39 na nadzvukovú. Podľa Hugoniotova teorému súčasne rastie prietokový prierez takto vzniknutého rýchleho prúdu plynu. Rozširujúci sa prúdový kanál vytvára na okrajoch s okolitým plynom šikmé rázové vlny, ktoré sa odrážajú dovnútra prúdu a znižujú účinnosť expanzie (spôsobujú tlakové straty). Po vyrovnaní

tlaku s okolím expanzie ustáva a nasleduje dej popísaný u predchádzajúceho prípadu tj. postupné vyrovnanie stavu plynu s okolitým plynom.[14]

7.5.3 Lavalova dýza (konvergentne - divergentná tryska)

Pre zlepšenie účinnosti expanzie plynu za kritickým prierezom dýzy, teda pre prípad $p^* > p$, je potrebné pre expandujúci plyn vytvoriť vhodné podmienky tj. vytvoriť za kritickým prierezom rozširujúci sa kanál.[14]



Obrázok 7.7: Lavalova dýza (konvergentne - divergentná tryska)-priebeh expanzie[14]

(a) konvergentná časť dýzy; (b) divergentná časť dýzy.

a - priebeh tlaku po dĺžke dýzy; b - priebeh rýchlosti po dĺžke dýzy

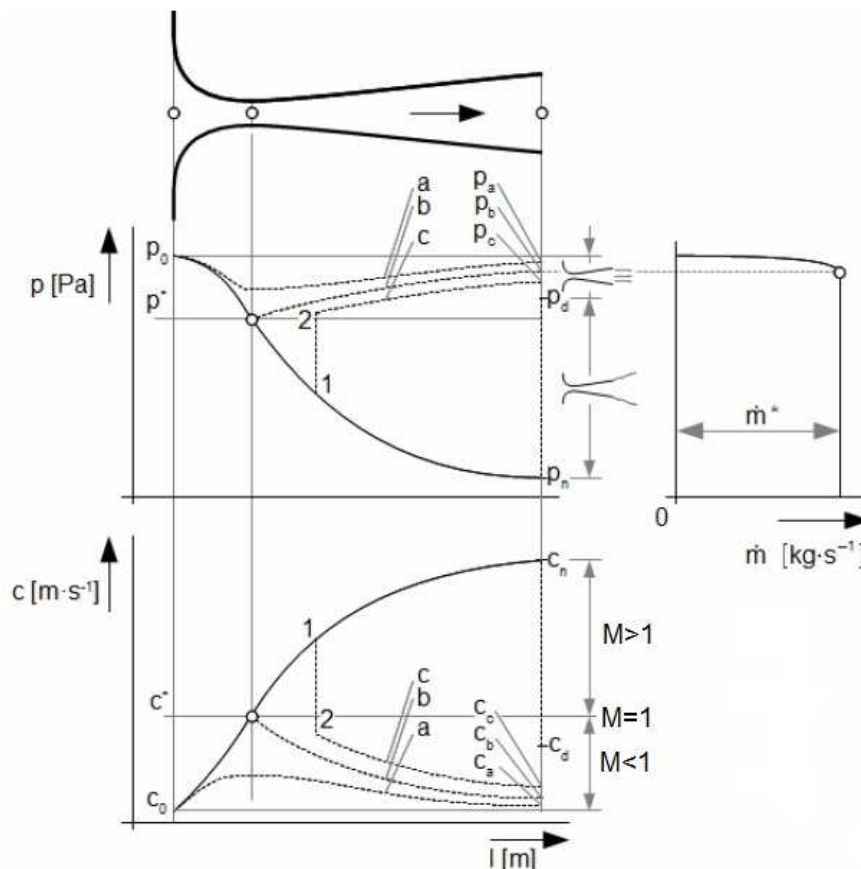
M [-] - Machovo číslo; l [m] - dĺžka rozširujúcej sa časti dýzy; α [°] - uhol rozšírenia divergentnej časti dýzy. [14]

V konvergentnej časti dýzy je rýchlosť prúdu podzvuková $M < 1$, v kritickom respektíve v najmenšom priereze dýzy dosahuje práve rýchlosti zvuku $M = 1$, v divergentnej časti je rýchlosť prúdu nadzvuková $M > 1$. [14]

7.5.4 Prúdenie Lavalovou dýzou pri nenávrhových stavoch

U správne navrhnutej Lavalovej dýzy dosiahne v ústí dýzy tlak prúdiacej látky práve tlaku p_n - návrhový tlak. Nenávrhovým stavom je teda myslený stav, kedy sa menia vstupné parametre plynu alebo výstupné parametre plynu alebo obidva parametre naraz. Tieto parametre sa môžu meniť z rôznych príčin (regulácia prietoku dýzou prietoku). Ak je tlak na výstupe z dýzy $p > p_n$ je dýza tzv. preexpandovaná (dýza bola

navrhnutá na "dlhšiu" expanziu ako je skutočnosť), ak je tlak na výstupe $p < p_n$ je dýza tzv. podexpandovaná (dýza bola navrhnutá na "kratšiu" expanziu ako je skutočnosť). Pri tlaku vyššom ako návrhový tlak môže v Lavalovej dýze vznikať útvar zvaný kolmá rázová vlna.[14]



Obrázok 7.8: Lavalova dýza – charakter prúdenia pri zmene protitlaku[14]

$$p > p_b$$

Pri tomto protitlaku nedosiahne rýchlosť plynu v najužšom priereze dýzy rýchlosti zvuku - nenastane kritický stav, krivka a. V rozširujúcej sa časti dýzy dochádza k podzvukovej kompresii (nárast tlaku a pokles rýchlosti - rozširujúca sa časť dýzy v tomto prípade funguje ako difúzor) až na tlak p_a . [14]

$$p = p_b$$

Pri tomto protitlaku dosiahne rýchlosť plynu v najužšom priereze dýzy rýchlosti zvuku - nastane kritický stav, krivka b. Za týmto prierezom prebieha v rozširujúcej sa časti dýzy podzvuková kompresia až do tlaku p_b . [14]

$$p_b > p > p_d$$

Pri tomto protitlaku dôjde niekde v rozširujúcej sa časti Lavalovej dýzy k porušeniu spojitosti stavových veličín (ku kolmej rázovej vlně). Za vlnou je rýchlosť prúdu podzvuková a plyn je skomprimovaný až na tlak p_c . [14]

$$p = p_d$$

Tlak p_d je tlak okolia na výstupe z Lavalovej dýzy, pri ktorom dôjde ku kolmej rázovej vlně práve vo výstupnom hrdle dýzy .[14]

$$p_d > p > p_n$$

Pri takomto protitlaku budú vznikať rázové vlny až za dýzou. Pretože sa jedná o voľný prúd je rázová vlna nestabilná a striedavo vzniká a zaniká (podobná situácia ako v prípade obyčajnej dýzy, kde je tlak okolia na výstupe nižší ako kritický $p < p^*$) .[14]

$$p_n > p$$

V tomto prípade bude expanzia plynu pokračovať aj za dýzou opäť s efektmi spojenými s rázovými vlnami ako v predchádzajúcom prípade.[14]

Vznik kolmej rázovej vlny v divergentnej časti Lavalovej dýzy, pri určitom rozsahu nenávrhových stavov, možno dedukovať aj z Hugoniotova teóremu. Plynulý (spojitý) prechod medzi nadzvukovou a zvukovou rýchlosťou je možný iba v najužšom mieste trubice so spojitou zmenou prietokového prierezu. Pri hľadaní polohy vzniku kolmej rázovej vlny v dýze, možno vychádzať z rovníc pre stabilnú kolmú rázovú vlnu.

Rázová vlna v dýze nebýva stabilná a môže preto vyvolávať vibrácie dýzy a príslušných častí ďalších strojov, navyše podstatne zvyšuje hlučnosť.[14]

7.5.5 Prúdenie dýzou so stratami

V predchádzajúcich odsekoch bola popísaná adiabatická expanzia v dýze bez strát tj. expanzia bola považovaná za izoentropickú. Expanziu v dýze ale tiež ovplyvňuje trecie alebo aj stratové teplo, ktoré vzniká vnútorným trením plynu a trením plynu o steny dýzy a znižuje výslednú kinetickú energiu plynu. Toto trecie teplo je strata, ktorá predstavuje rozdiel medzi teoretickou kinetickou energiou pri izoentropickej expanzii a skutočnou kinetickou energiou na konci dýzy.[14]

Pri tlaku p^*_{iz} (index iz označuje stav plynu pre prípad izoentropickej expanzie) môže nastať v jadre prúdu rýchlosť zvuku pričom na okrajoch (v blízkosti stien) je rýchlosť podzvuková, pretože plyn je brzdený trením o okraja kanála. Stredná rýchlosť v hrdle dýzy je menšia ako je rýchlosť zvuku respektíve stredná kinetická energia plynu je nižšia ako zodpovedajúca energia pri rýchlosti zvuku. Až pri tlaku nižšom p^* (teda až za kritickým prierezom v rozširujúcej sa časti) je stredná kinetická energia plynu taká, že zodpovedá rýchlosti zvuku v celom prietokovom priereze plynu. Pretože pri $p^* < p^*_{iz}$ môže byť rozloženie rýchlosti v prietokovom priereze také, že v jadre dosahuje plyn už nadzvukové rýchlosti a na okrajoch v blízkosti stien je rýchlosť oveľa nižšia. Stratu možno vypočítať z energetických parametrov dýzy, ktorými sú rýchlostný súčiniteľ φ , prietokový súčiniteľ μ a účinnosť dýzy η : [14]

$$\varphi = \frac{c}{c_{iz}}; \quad \mu = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{iz}} = \varphi \frac{v_{iz}}{v}; \quad \eta = \frac{i_{\infty} - i}{i_{0c} - i_{iz}} \quad (7.45)$$

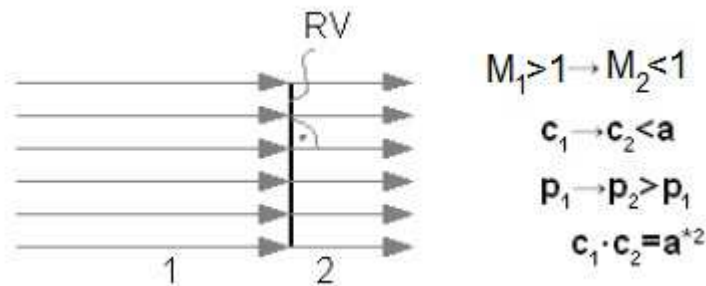
Kde: φ [-] - rýchlostný súčiniteľ, μ [-] - prietokový súčiniteľ, η [-] - účinnosť dýzy; c_{iz} [ms^{-1}] - rýchlosť na výstupe z dýzy pri prúde bez strát (izoentropická expanzia), \dot{m}_{iz} [kgs^{-1}] - prietok dýzou pri prúde bez strát (izoentropická expanzia).[14]

7.6 Rázové vlny

Z Hugoniotova teóremu je zrejmé, že jediný možný spôsob plynulého prechodu nadzvukového prúdenia $M > 1$ do podzvukového $M < 1$ je postupným zmenšovaním prietochového prierezu až do okamihu $M = 1$ (kedy $A = \min.$) a následne jeho zväčšovaním pre dosiahnutie $M < 1$. Stroje, v ktorých môže dochádzať k takto vysokým rýchlostiam možno reálne konštruovať len pre konkrétne podmienky (možno dokázať, že pomer výstupného prietochového prierezu ku minimálnemu prierezu musí byť pre rozdielne Machove čísla tiež rozdielny), pri zmene podmienok by bolo nutné meniť geometriu stroja, aby spĺňal požiadavky na prechod prúdenia z nadzvukového do podzvukového. To často nie je možné splniť a prechod sa uskutoční v rozširujúcej sa časti prúdovej trubice skokom (rázová vlna) len tak je možné splniť podmienky Hugoniotova teóremu (plynulý prechod nie je v takom kanáli možný). Podľa podmienok väčšinou daných Machovým číslom možno rozlišovať niekoľko základných druhov rázových vln v ktorých sa skokom mení rýchlosť prúdu. Pri prechode z podzvukového do nadzvukového prúdenia k náhlým (skokovým) zmenám stavových veličín nedochádza. Typickým príkladom je vznik rázovej vlny v Lavalovej dýze pri nenávrhovom stave.[13]

7.6.1 Kolmá (priama) rázová vlna

Je to útvar na rozhraní medzi nadzvukovým a podzvukovým prúdením. V kolmej rázovej (Obrázok 7.9) vlně sa takmer skokovo menia stavové veličiny prúdenia (tlak, teplota, hustota). Pri stanovovaní parametrov prúdu pri prechode kolmou rázovou vlnou sa vychádza zo zákona zachovania hmoty a energie. Po prechode kolmou rázovou vlnou zostáva smer prúdenia rovnaký, ale mení sa rýchlosť a hybnosť prúdu - za kolmou rázovou vlnou je vždy rýchlosť nižšia než je rýchlosť zvuku.[13]



Obrázok 7.9: Prechod stlačiteľného prostredia rázovou vlnou[13]

a^* [ms^{-1}] - kritická rýchlosť, RV - rázová vlna.

Po prechode kolmou rázovou vlnou sa zmenia parametre plynu z hodnôt označené indexom 1 na hodnoty označené indexom 2.[13]

Kolmá rázová vlna môže vznikáť napríklad v kanáloch zodpovedajúcich Lavalovej dýze pri niektorých nenávrhových stavoch alebo tiež pred lietadlom letiacim rýchlosťou zvuku a podobne.[13]

Kolmá rázová vlna predstavuje skokovú kompresiu plynu, ale táto kompresia prebieha so stratami a tomu zodpovedajúcim skokovým nárastom entropie. To znižuje účinnosť využitia energie za Lavalova dýzou.[13]

V Lavalovej dýze sa počas expanzie transformuje entalpia plynu na energiu kinetickú. Pričom najúčinnjší je izoentropický dej. Po kompresii plyn v rázovej vlně (ktorá vznikla v Lavalovej dýze) môže plyn opäť expandovať (napríklad v nadväzujúcej dýze) na tlak pred rázovou vlnou, ale už nemôže dosiahnuť rýchlosti, ktorú mal pred rázovou vlnou bez dodania ďalšej energie. [13]

Zmena stavových veličín plynu zo stavu 1 do stavu 2 prebieha takmer skokovo (hr. rázovej vlny je cca 10^{-7} m). Pri priechode plynu rázovou vlnou dôjde k nárastu entropie a teda k strate využiteľného tepelného spádu.[13]

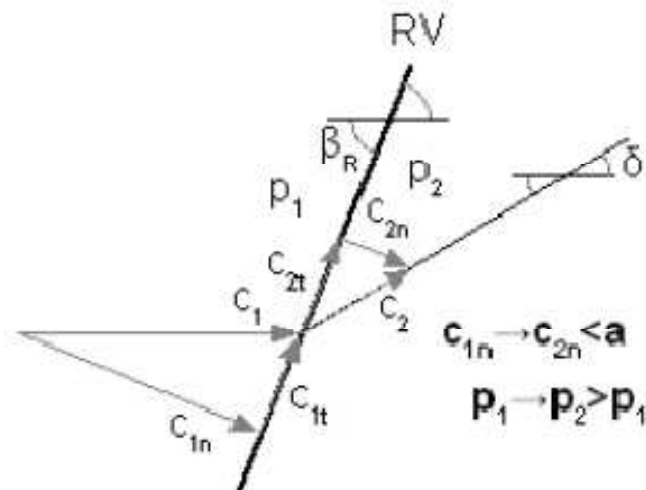
Merná strata rázovej vlny nezávisí na geometrii obtekaného telesa iba na vlastnostiach plynu a jeho rýchlosti. To možno dokázať odvodením rovníc pre stav plynu pred a za stabilnou rázovou vlnou.[13]

$$M_2^2 = \frac{\frac{\kappa-1}{2}M_1^2 + 1}{\kappa \cdot M_1^2 - \frac{\kappa-1}{2}}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2}M_1^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2}M_2^2}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad (7.46)$$

Rovnice sú odvodené pre stabilnú kolmú rázovú vlnu a ideálny plyn. Všimnite si, že jednotlivé pomery sú funkciou iba Machovho čísla pred vlnou a Piossonovou konštantou plynu. Týmto rovnicami a ich odvodením sa hovorí Rankine-Hugoniotove rovnice. [13]

7.6.2 Šikmá rázová vlna

Pri prechode prúdenie šikmou rázovou vlnou (Obrázok 7.10) dochádza k zmene smeru prúdu o uhol δ . Pred šikmou rázovou vlnou musí byť rýchlosť vyššia ako je rýchlosť zvuku. Za šikmou rázovou vlnou na rozdiel od kolmej rázovej vlny môže byť prúdenie podzvukové aj nadzvukové. [13]



Obrázok 7.10: Prechod stlačiteľného prúdenia šikmou rázovou vlnou[13]

β_R [rad] - sklon rázovej vlny voči rýchlosti c_1 , δ [rad] - odklon prúdenia za rázovou vlnou od pôvodného smeru.[13]

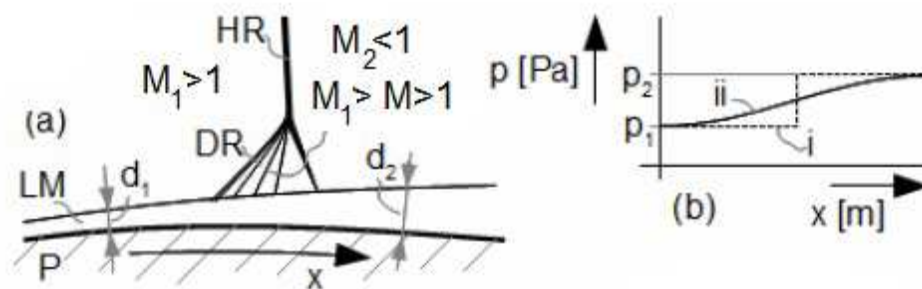
Pre normálne zložky rýchlosti šikmej rázovej vlny c_{1n} , c_{2n} platia rovnaké vlastnosti ako pre rýchlosti prechádzajúce kolmou rázovou vlnou. Možno dokázať, že platí rovnosť dotyčnicových zložiek rýchlosti $c_{1t}=c_{2t}$. Ďalej je dokázané, že k najväčšej energetickej strate (nárastu entropie) dochádza pri $\beta_R = 90^\circ$ - straty v šikmej rázovej vlně sú menšie než v kolmej pre rovnaký tlakový pomer medzi tlakmi pred a za vlnou.[13]

Šikmá rázová vlna vzniká napríklad na hranách profilov pohybujúcich sa nadzvukovou rýchlosťou, alebo ak sú obtekané nadzvukovým prúdom. Šikmú rázovú vlnu môže vytvoriť aj nerovnosť na obtekanej ploche (výrobná nerovnosť, kvapôčka nestlačiteľnej tekutiny v nadzvukovom prúde atď.) či rozhranie medzi nadzvukovým prúdom a ústím trysky.[13]

Zmeny smeru prúdu pri prechode rázovou vlnou sa využíva k zámernej zmene smeru nadzvukového prúdenia.[13]

7.6.3 λ - rázová vlna

Je typický tvar rázovej vlny v prípadoch obtekaných profilov transsonickou rýchlosťou s laminárnou medznou vrstvou (Obrázok 17.11). Je to ráz vznikajúci od hranice medznej vrstvy.[13]



Obrázok 7.11: Zjednodušený popis λ - rázovej vlny[13]

(a) celkový náhľad ; (b) priebeh zmeny tlaku v rázovej vlně a v hraničnej vrstve
i - priebeh tlaku v jadre prúdu tesne pred a za rázovou vlnou; ii priebeh tlaku v laminárnej hraničnej vrstve.[13]

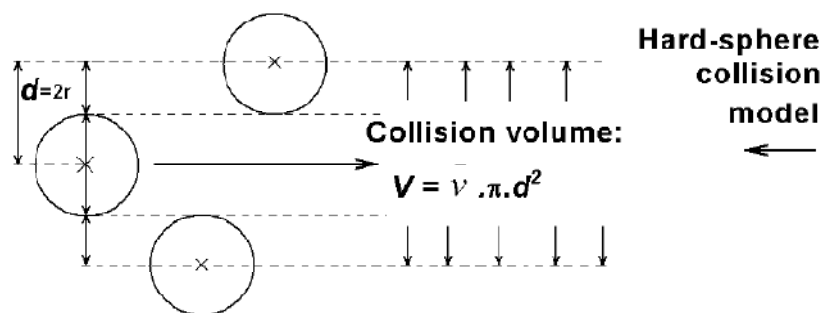
P - stena profilu, x [m] -súradnice profilu, LM - laminárna medzná vrstva, d [m] - hrúbka medznej vrstvy, HR - hlavná priama rázová vlna, DR - druhotné šikmé rázové vlny vznikajúce v dôsledku zväčšenia hrúbky medznej vrstvy.[13]

Pretože v medznej vrstve je podzvukové prúdenie zvyšuje sa v nej tlak postupne zároveň na úkor rýchlosti. Tým sa zväčšuje jej hrúbka. Rozdiel hrúbky medznej vrstvy pred a za rázovou vlnou spôsobí vznik druhotných šikmých rázových vln už pred hlavnou priamou rázovou vlnou, ktorá je často mierne sklonená dopredu. V prípade turbulentného prúdenia je klin veľmi malý (turbulentné prúdenie nie je tak citlivé na zmenu tlaku) a na hranici medznej vrstvy vzniká priamo kolmá rázová vlna.[13]

Všeobecne strata v λ - rázovej vlně je menšia ako u priamej rázovej vlny a väčšia než u šikmej. Z toho je tiež zrejmé, že prúdnicie ktoré prešli šikmými rázovými vlnami (tá časť λ - vlny bližšie k profilu) budú mať inú rýchlosť (aj keď podzvukovú) ako prúdnicie, ktoré prešli priamo cez priamu rázovú vlnu. Navyše k strate rázovou vlnou je nutné pripočítať stratu odtrhnutím od profilu, ktorá vzniká za λ - rázovou vlnou.[13]

8 Zrážky molekúl a elektrónov

Ak odčerpávame z nádoby pri stálej teplote plyn, znižuje sa hustota molekúl N_V v nádobe a znižuje sa tlak plynu. Zmenšenie hustoty molekúl v nádobe má vplyv na voľnú dráhu molekuly l , ktorú definujeme ako dĺžku priamočiareho úseku medzi dvoma po sebe idúcimi zrážkami molekuly s inou molekulou plynu (viď Obrázok 8.1). Pre popis vlastností plynu má však význam len štatistická veličina stredná voľná dráha molekuly \bar{l} , ktorá je aritmetickým priemerom voľných dráh všetkých molekúl. Stredná voľná dráha molekúl sa pri znižovaní tlaku v uzavretej nádobe postupne zväčšuje, a to tak, že stredná voľná dráha molekúl je nepriamo úmerná tlaku. Súčasne sa znižuje stredná zrážková frekvencia molekúl z , ktorá je určená počtom zrážok jednej molekuly za jednotku času.[15]



Obrázok 8.1: Zrážky častíc modelované pomocou zrážkového prierezu[1]

Predpokladajme, že sa častica pohybuje rýchlosťou \bar{v} , potom zistíme vzdialenosť medzi zrážkami tak, že podelíme strednú rýchlosť (dráha za sekundu) počtom zrážok, ktoré nastanú za 1 s:[1]

$$\bar{l} = \frac{\bar{v}}{z} \quad (8.1)$$

kde z je počet zrážok, \bar{v} je stredná rýchlosť, \bar{l} je stredná voľná dráha

Pre odvodenie počtu zrážok predpokladáme, že častice sú pevné gule s polomerom r . Ku zrážke dôjde, ak sa častice k sebe priblížia na vzdialenosť menšiu alebo rovnú $2r$ ($2r=d$). Pri pohybe letiacej častice potom môže za 1 sekundu dôjsť k zrážkam v priestore:[1]

$$V = \bar{v} \pi d^2 \quad (8.2)$$

Ak vynásobíme tento objem koncentráciou (počtom častíc v jednotke objemu) získame počet zrážok pre jednu časticu za jednu sekundu:[1]

$$z = \bar{v} N_V \pi d^2 \quad (8.3)$$

Potom možno strednú voľnú dráhu odhadnúť ako:[1]

$$\bar{l} = \frac{\bar{v}}{z} = \frac{\bar{v}}{\bar{v}N_v\pi d^2} = \frac{1}{N_v\pi d^2} \quad (8.4)$$

N_v je koncentrácia častíc.

Opísané odvodenie je však len približné. Pre odvodenie presné je treba uvážiť nerovnomerné rozloženie rýchlostí častíc a vplyv uhlu zrážok. Odvodenie potom vyzerá nasledovne:[1]

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}N_v\pi d^2} = \frac{kT}{\sqrt{2}p\pi d^2} \quad (8.5)$$

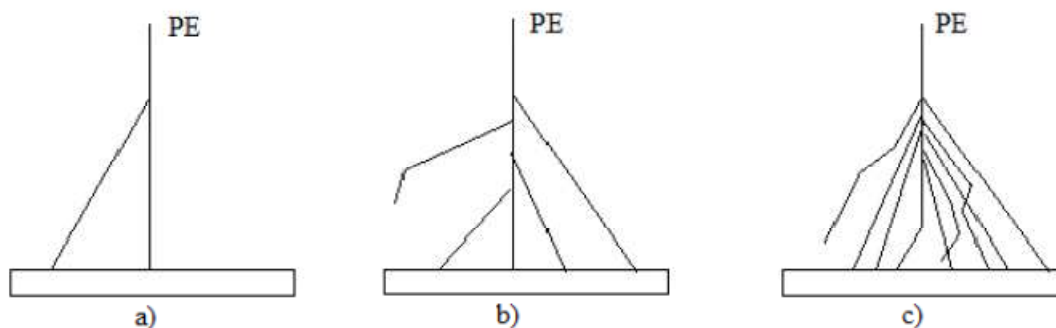
Pri ešte presnejších úvahách treba ešte rešpektovať vzájomné pôsobenie jednotlivých častíc. Na tomto základe odvodil Sutherland (1893) dnes už všeobecne používaný vzťah:[1]

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}pN_v\pi d^2} \times \frac{1}{1 + C/T} \quad (8.6)$$

C je Sutherlandova konštanta špecifická pre rôzne druhy plynu.

Podstata environmentálnej rastrovacej elektrónovej mikroskopie (EREM , nazývaná tiež VP SEM - Variable Pressure scanning elektron microscopy) spočíva v možnosti pozorovať vzorky obsahujúce určité množstvo vody alebo ich pozorovať pri vyšších tlakoch v komore vzorky. U EREM je to okolo 300 až 3000 Pa.[2]

Plynné prostredie má vplyv na trajektóriu primárnych elektrónov, pretože dochádza k zrážkam primárneho zväzku s atómami a molekulami plynu. Pri vákuu sa primárne elektróny iba občas odchyľia od trajektórie primárneho zväzku (Obrázok 8.2:a). V prípade prítomnosti molekúl plynu v komore vzorky je početnosť rozptylu väčšia (Obrázok 8.2:b). Pri vyšších tlakoch je primárny zväzok rozptýlený úplne (Obrázok 8.2:c).[2]

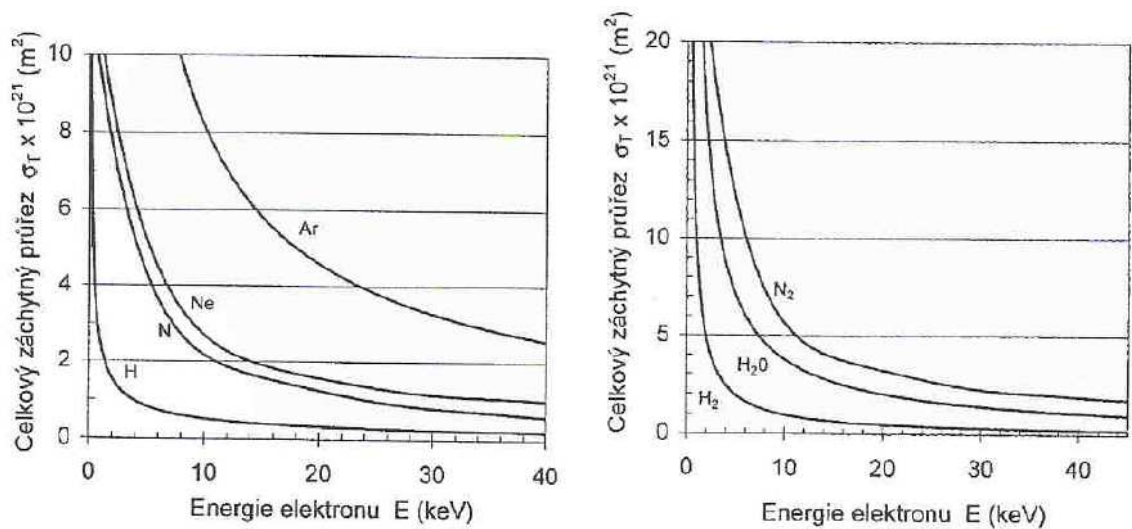


Obrázok 8.2: Prechod primárneho zväzku: a) vysokým vákuom b) plynom c) plynom o vyššom tlaku[2]

Pri pôsobení plynu a primárneho zväzku okrem rozptylu elektrónov, dochádza aj ku generácii sekundárnych elektrónov, späťne odrazených elektrónov, fotónov, röntgenového žiarenia, kladných iónov a dochádza aj k zmene stavu plynu. Prítomnosť plynu v komore vzorky rozširuje aplikačnú oblasť elektrónových mikroskopov. Dajú sa pozorovať vlhké vzorky, korozívne reakcie či kryštalizácia z kvapalnej fázy. Plyn v komore vzorky obmedzuje použitie niektorých klasických detektorov a naopak umožňuje využiť nové spôsoby detekcie. Priemerný uhol vychýlenia a strata energie vzhľadom na pôvodnú energiu primárneho zväzku sú pri jednej zrážke veľmi malé. Ak je priemerný počet zrážok pripadajúca na elektrón malý, bude malé aj výsledné odchýlenie elektrónu od pôvodnej trajektórie. Priemerný počet zrážok p_s možno stanoviť zo vzťahu[2]

$$p_s = \frac{\sigma_T p d_p}{kT} \quad (8.7)$$

σ_T je celkový zachytý prierez plynu, p je tlak a d_p je hrúbka vrstvy plynu ktorou elektrón prechádza. Príklad celkového zachytého prierezu pre niektoré atomárne a molekulárne plyny v závislosti na energii elektrónov možno vidieť na Obrázok 8.3[2]



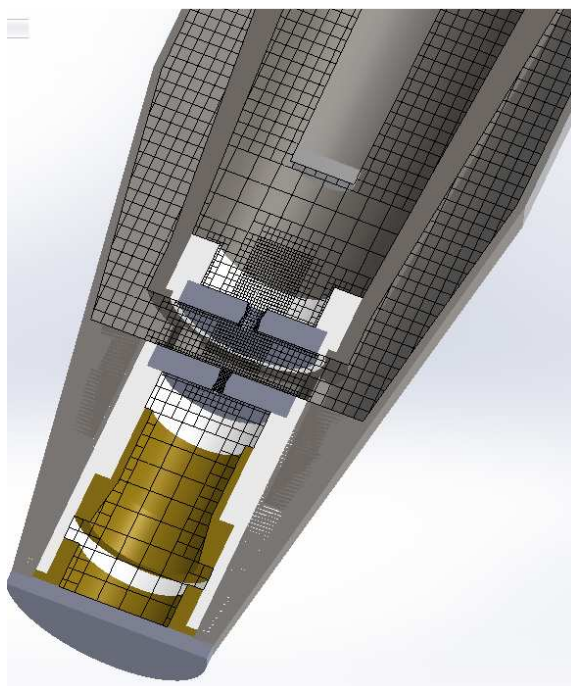
Obrázok 8.3: Pribeh celkového zachytého prierezu pre niektoré atomárne a molekulárne plyny v závislosti na energii elektrónov[9]

Pravdepodobnosť, že sa elektrón zrazí na svojej dráhe s atómami plynu x -krát, je daná Poissonovým rozložením.[2]

$$P(x) = \frac{p_s^x e^{-p_s}}{x!} \quad (8.8)$$

9 Sieť a jej význam v matematickom modelovaní

Sieť predstavuje systém rozdelenia výpočtovej oblasti na čiastkové na seba naväzujúce 2D bunky vo dvojdimenzionálnom priestore alebo 3D bunky v trojdimenzionálnom priestore, viď Obrázok 9.1. Možno povedať, že výpočtová oblasť pokrytá sieťou je základom matematického modelovania, lebo samostatný matematický model (systém matematických vzťahov) je len "pasívnym" nástrojom, ktorý nadobúda zmysle až vo chvíli, keď je aplikovaný na konkrétny problém (výpočtovú oblasť pokrytú sieťou). [5]



Obrázok 9.1: 3D sieť (pohľad v reze)

Ak sa hovorí o matematických modeloch, ktoré sú založené na numerickom riešení systému parciálnych diferenciálnych rovníc a vyžadujú takto aj zadanie okrajových podmienok, možno konštatovať, že možnosti realizovania úlohy sú silne limitované výkonom počítačovej techniky. Platí tu niekoľko zásad [5]:

- Výpočet je o to náročnejší, čím jemnejšiu sieť (väčší počet buniek) použijeme, čo znamená väčšie množstvo riešených rovníc. To sa odráža na dĺžke výpočtového času a nárokoch na hardvér, predovšetkým veľkosť RAM pamäte a rýchlosti a počtu jadier procesoru.
- Avšak kvalita - jemnosť výpočtovej siete je podmienkou správneho výsledku výpočtu. Z toho vyplýva, že je potrebné nájsť optimálny variant spĺňajúci tieto protichodné požiadavky - zlatú strednú cestu.

V záujme presnosti matematickej simulácie je nutné vykonať tomu zodpovedajúce nastavenie matematického modelu. Do rôznych modelovaných fyzikálnych javov môžu svojim vplyvom zasahovať mnohé javy ďalšie. Toto všetko treba v nastavení zohľadniť. Avšak s každým ďalším vplyvom vstupujúcim do výpočtu pribúdajú aj ďalšie rovnice, ktoré matematický model musí riešiť. Preto sa môžu aj pri rovnako definovanej výpočtovej oblasti i sieti časy výpočtu u rozličných úloh značne líšiť.[5]

Počet buniek patrí k hlavným limitujúcim faktorov súčasného matematického modelovania. U mnohých praktických úloh sa počty buniek výpočtovej oblasti pohybujú v rádoch miliónov či veľakrát aj desiatok miliónov. Nie sú to zanedbateľné čísla, pretože v každej z buniek je počítaných mnoho rôznych veličín. Preto je cieľom každého riešiteľa s ohľadom na budúci čas výpočtu redukovať počet buniek na nutné minimum. Z hľadiska počtu buniek predstavuje obrovský nárast napríklad vytváranie tzv. medzných vrstiev.[5]

Minimalizovanie počtu buniek by sa však nemalo vykonávať na úkor kvality siete. Kvalitná sieť je taká, ktorá sa skladá z na seba nadväzujúcich geometricky pravidelných približne rovnako veľkých a pravidelne po celej výpočtovej oblasti rozložených elementov (buniek). Elementy by mali mať aj primeranú veľkosť, aby bolo možné nimi zachytiť v dostatočnej miere modelovaný fyzikálny dej (napríklad turbulentné vírové štruktúry a javy súvisiace so šírením tepla). Z hľadiska reálneho možného počtu buniek však v praxi dodržanie všetkých ideálnych predpokladov pre tvorbu siete nie je väčšinou možné. Preto sa používa zhust'ovanie siete v miestach, ktoré sú z hľadiska prúdenia tekutín alebo zdieľania tepla pre riešiteľa zaujímavé alebo pre výpočet zásadné a naopak použitie redšej siete v miestach iných. Zvláštnym prípadom zhustenie buniek je vytvorenie tzv. medznej vrstvy v blízkosti stien, ktorá má za úlohu zachytiť veľké zmeny fyzikálnych veličín pri stene. Zhust'ovanie buniek by malo byť plynulé. Ak by bola zmena vo veľkosti buniek vykonaná príliš veľkú skokovú zmenou, prejavilo by sa to znateľne na priebehu výpočtu (problémy s konvergenciou úlohy) i konečnom výsledku výpočtu (chybný výsledok v danom mieste výpočtovej oblasti).[5]

Kvalita siete sa posudzuje podľa[5]:

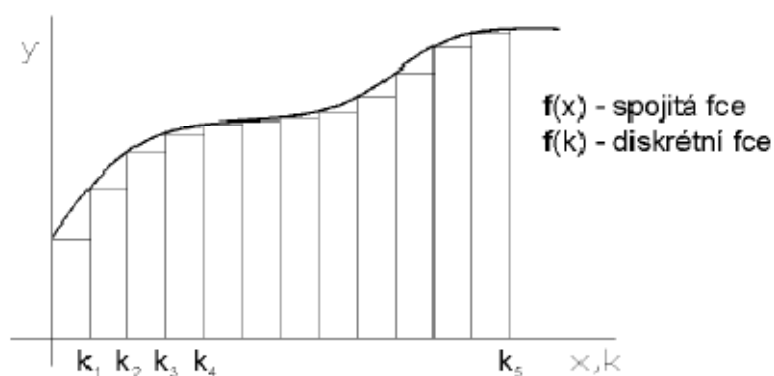
- Veľkosti buniek (s ohľadom na modelovaný dej a požiadavky na presnosť výpočtu).
- Vhodnosti usporiadania buniek v priestore (napríklad zhustenie v miestach zaujímavých z hľadiska prúdenia tekutín) s ohľadom na konkrétny typ úlohy.
- Kvality buniek (nesúmernosť - Skewness, pomer hrán (plôch) prvkov - Aspect Ratio, atď.).

10 Metóda konečných objemov

Pre výpočet diferenciálnych rovníc popisujúcich prúdenie plynov v priestoroch detektoru je použitá metóda konečných objemov. Jedná sa o numerickú metódu pre riešenie parciálnych diferenciálnych rovníc. Vyjadruje diferenciálne rovnice v tvare sústavy diferenčných rovníc. Presnosť riešenia je daná diferenčnou schémou (explicitné, implicitné a pod.) a hustotou siete. Relatívna jednoduchosť schémy umožňuje využitie týchto metód aj pre silne nelineárne združené problémy, väčšinou avšak za použitia veľmi rozsiahlych sietí. Typické uplatnenie týchto metód je pre tepelné výpočty a prúdenie. Navyše je metóda konečných objemov vhodnejšia ako iné metódy v dôsledku skutočnosti, že okrajové podmienky je možné aplikovať neinvazívne. Hodnoty premennej sú umiestnené v objeme elementu a nie v uzloch alebo v povrchu. V roku 1992 boli odvodené presné, spoľahlivé a efektívne metódy konečných objemov. [6]

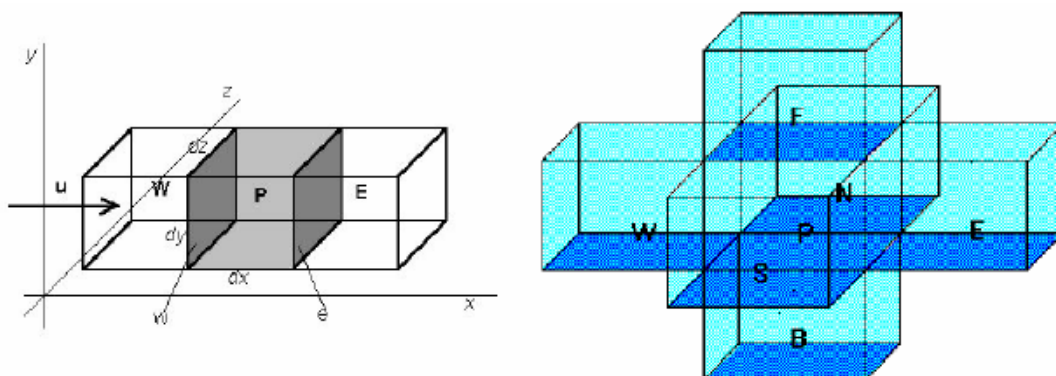
Metóda konečných objemov spočíva v troch základných bodoch : [6]

- Delenie oblasti na diskrétny objemy užitím všeobecnej krivočiarej siete ,
- Bilancovanie neznámych veličín v individuálnych konečných objemoch a diskretizácia
- Numerické riešenie diskretizovaných rovníc vo všeobecnom tvare, kde súčet sa prevedie cez susedné bunky $i = N, S, E, W, F, B$ (North , South , East , West , Front , Back (Obrázok 10.2)) .



Obrázok 10.1: Diskretizácia funkcie [6]

Diskretizácia je náhrada spojitého prostredia (kontinua) systémom diskrétnych bodov (viď Obrázok 10.1), v ktorých sa sústreďujú fyzikálne parametre popisujúce stav či vlastnosti príslušného miesta kontinua. Pri štúdiu fyzikálnych javov sa tým spravidla nutnosť riešenia parciálnych diferenciálnych rovníc prevádza na riešenie obyčajných diferenčných, poprípade algebraických rovníc. [6]



Obrázok 10.2: Metóda konečných objemov[6]

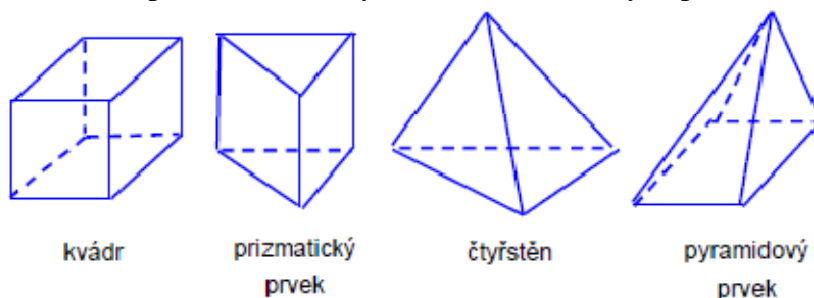
Výpočet prebieha v jednotlivých cykloch, ktoré sa nazývajú iterácie. Hodnoty okrajových podmienok pôsobia na okolité bunky siete a v celej oblasti prebieha pod týmto vplyvom zmena. Výpočet prebieha podľa uvedených rovníc a na konci každého výpočtu nastáva kontrola konvergenencie. Preto tento cyklus spôsobí zmenu sledovaných hodnôt. Cyklus sa opakuje až do chvíle, kým nedôjde k ustáleniu sledovaných hodnôt vid' Obrázok 10.3. [6]



Obrázok 10.3: Cyklus výpočtu[6]

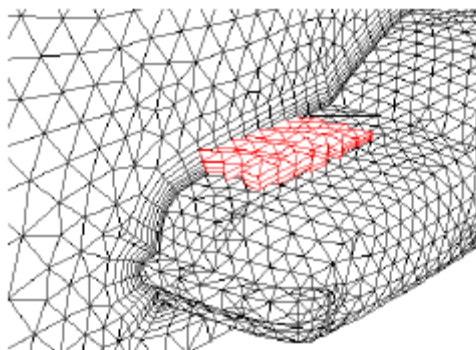
Numerická metóda konečných objemov je založená na vytvorení systému neprekrývajúcich sa elementov, konečných objemov. Pôvodne bola metóda konečných objemov postavená na konečných objemoch tvaru obdĺžnikov a krivočiarych štvoruholníkov v dvojrozmernom prípade a kvádrov alebo všeobecných šesťstenov v trojrozmerných úlohách (vid'. Obrázok 10.4). Takto vytvorená sieť sa nazýva

štruktúrovaná sieť. Zásadným pravidlom je, že hranice prvkov musia susediť s jedinou hranicou susedného elementu, nemožno teda ľubovoľne zhusťovať sieť (je analógiou pre metódu konečných diferencií vrátane možnosti použitia indexovania). Tiež výsledná výpočtová oblasť je potom kváder alebo obdĺžnik. V súčasnej dobe sa začína presadzovať nový prístup, kedy sa buduje tzv. neštruktúrovaná sieť. Konečným objemom je 3D kváder, štvorsten, prizmatický a pyramídový prvok, ktorého výhody boli overené v úlohách pružnosti, riešených metódou konečných prvkov.[5]



Obrázok 10.4:Tvar konečného objemu[5]

Vyššie vymenované prvky sa v súčasnosti môžu kombinovať, čím sa získa optimálna sieť, kde v okolí steny sú použité štvoruholníky a kvádre (pre výpočet z hľadiska presnosti sú optimálne) a v ďalších oblastiach, kde nedochádza z dôvodu existencie medznej vrstvy k veľkým gradientom riešených veličín, sa použijú zvyšné prvky. Tie zaisťujú ľahkú zmenu hustoty siete, viď Obrázok 10.5. [5]



Obrázok 10.5: Použitie rôznych typov prvkov [5]

11 SolidWorks

SolidWorks je v súčasnej dobe najúspešnejší strojársky 3D CAD systém na slovenskom a českom trhu, čo dokazuje aj každoročný nárast počtu predaných licencií. Ako parametrický 3D modelár SolidWorks ponúka výkonné objemové i plošné modelovanie, vertikálne nástroje pre plechové diely, zvarence a formy, prácu s neobmedzene rozsiahlymi zostavami a automatické generovanie výrobných výkresov. [12]

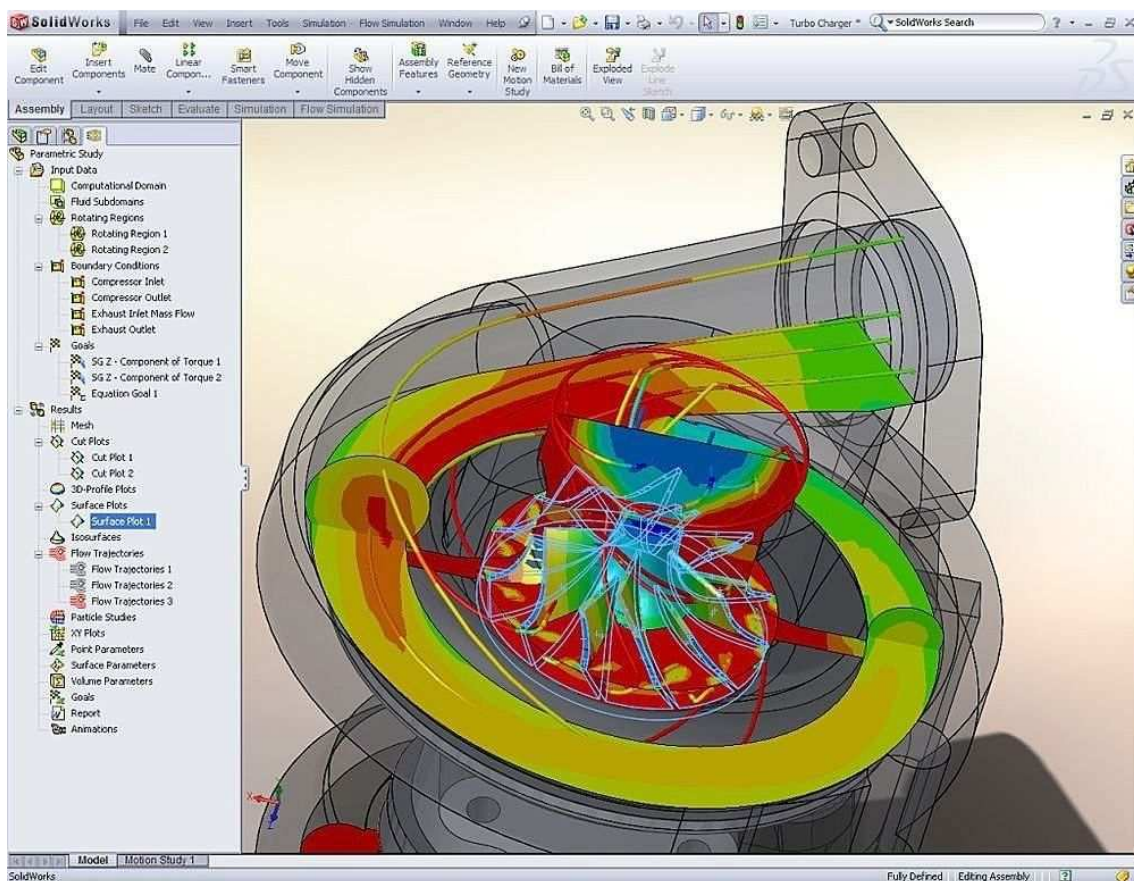
Ak hovoríme o SolidWorks, hovoríme v prvom rade o ľahkom a vizuálne prehľadnom ovládaní. Užívateľské rozhranie SolidWorks je veľmi intuitívne a ponúka pohodové pracovné postupy, rapídne znižuje nutné pohyby myšou a umožňuje okamžitú, kontextovo závislú interakciu s užívateľom. Ovládanie je založené na technológii SWIFT, ktorá redukuje potrebu opakujúcich sa úkonov, manuálnych zásahov aj takých operácií, kde si ani skúsený používateľ nie je dopredu istý postupom a často siaha po metóde pokus omyl. SWIFT dokáže ušetriť významné množstvo času a umožní sa viac venovať samotnému procesu navrhovania a nie ovládaniu systému. [12]

Hlavné výhody riešenia v SolidWorks[12]

- Komplexné SolidWorks Multiproduct riešenie je postavené na SolidWorks PLM.
- Úplná asociativita medzi SolidWorks Multiproduct dokumentmi; všetky dáta sú vždy aktuálne.
- Intuitívne, ľahké a vizuálne prehľadné ovládanie postavené na technológii SWIFT.
- Pomocou najširšie palety základných, pokročilých a špecializovaných nástrojov, SolidWorks umožňuje dokončiť prácu včas, presne a efektívne.
- Špeciálna technológia pre prácu s veľkými zostavami a generovanie rozsiahlych výkresov.
- Vysoká úroveň naviazaných služieb a technickej podpory.

11.1 FlowSimulation

Pre komplexné simulácie dynamiky tekutín a zdieľania tepla (CFD - Computational fluid dynamics) je určený integrovaný nástroj SolidWorks Flow Simulation. Jeho praktické nasadenie sa týka najrôznejších oblastí, ako je napríklad prúdenie plynov vo vzduchotechnike, kvapalín v potrubí, analýza chladenia uzavretých priestorov či exponovaných súčastí alebo externá aerodynamika, viď Obrázok 11.1.[12]



Obrázok 11.1: Analýza prúdenia plynu v systéme FlowSimulation[12]

Základná verzia môže byť navyše rozšírená o modul HVAC (Heating, Ventilating, and Air Conditioning) pre odbor vzduchotechniky a klimatizácie a modul Electronics Cooling určený najmä pre tepelné analýzy elektronických zariadení.[12]

Hlavné funkcie Flow Simulation[12]

- Analýza zdieľania tepla - vedením, prúdením a žiarením
- Analýza vnútorného a vonkajšieho prúdenia
- Analýza rotačných oblastí (ventilátory, čerpadlá, ...)
- Analýza prechodových dejov, tj. časovo premenné deje

Ďalšie funkcie Flow Simulation[12]

- Analýza vonkajšieho prúdenia kvapalín a plynov okolo objemových telies (napríklad obtekanie vzduchu nad krídlom lietadla alebo prúdenie vody okolo ponorky).
- Analýza turbulentného prúdenia pomocou modelov K - epsilon pre výpočet turbulentného prúdenia (napríklad prúdenie plynov z motorovej trysky lietadla).

- Simulácia skutočného plynu pre presné riešenie aplikácií plynu o vysokom tlaku alebo nízkej teplote.
- Analýza stlačiteľného prúdenia plynu v podzvukových, transsonických a nadzvukových rýchlostiach.
- Výpočet poklesu tlaku v rúrkach so započítaním vplyvu nerovnosti povrchu.
- Optimalizácia návrhu pomocou prúdenia na základe parametrov simulácie prúdenia a rozmerových parametrov.
- Analýza prúdenia nenewtonovských kvapalín (krv, zubná pasta a roztavený plast).
- Analýza vlhkosti pre výpočet relatívnej vlhkosti vnútri uzavretých priestorov pre aplikácie kontroly klímy.
- Analýza kavitácie a identifikáciu oblastí , kde k nej dochádza .

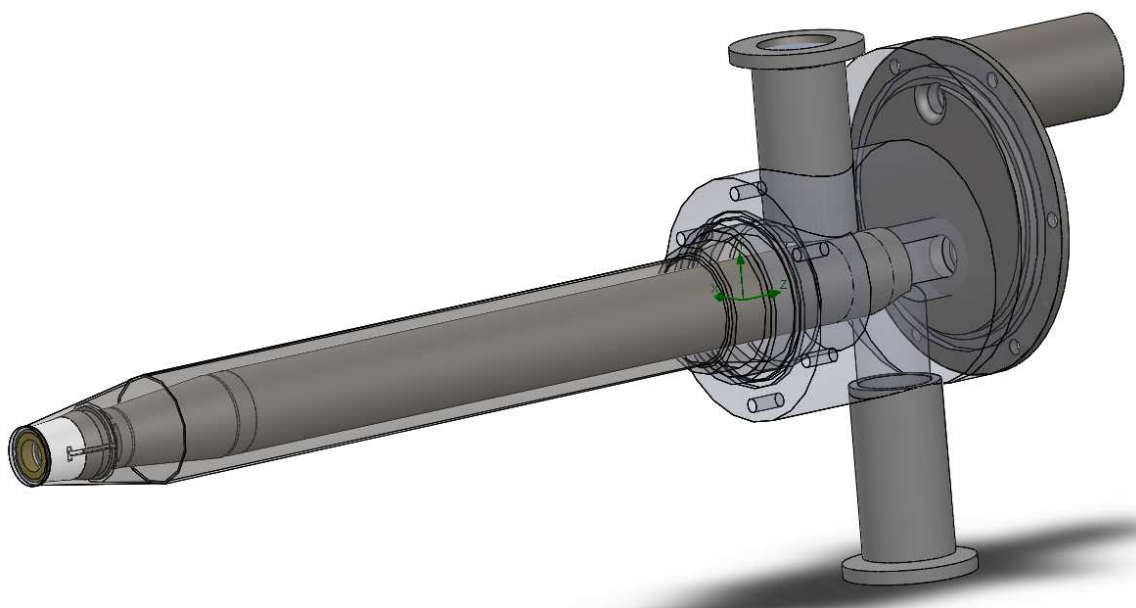
12 Analýza detektora pomocou CAE

V nasledujúcej kapitole bude problematika detektora riešená pomocou počítačovej podpory, predovšetkým systémom SolidWorks FlowSimulation.

12.1 Zadanie podmienok v SolidWorks FlowSimulation pre detektor

12.1.1 Nastavenie siete

Pre výpočet prúdenia v detektore je možné využiť nastavenie siete pre symetrické tvary. Najskôr je nastavený počet buniek základnej siete v osách X,Y,Z(vid' Tabuľka 12.1) a následne je vykonané zjemnenie oblastí oboch cloniek, kde sú očakávané zložitejšie podmienky prúdenia v dôsledku malých otvorov. Približne 4-násobné zjemnenie v kuželovitej časti a približne 64-násobné zjemnenie vo valcovej časti v oblasti prechodu zväzku sekundárnych elektrónov, vid' Obrázok 12.2 a Obrázok 12.3.



Obrázok 12.1: Pohľad na detektor

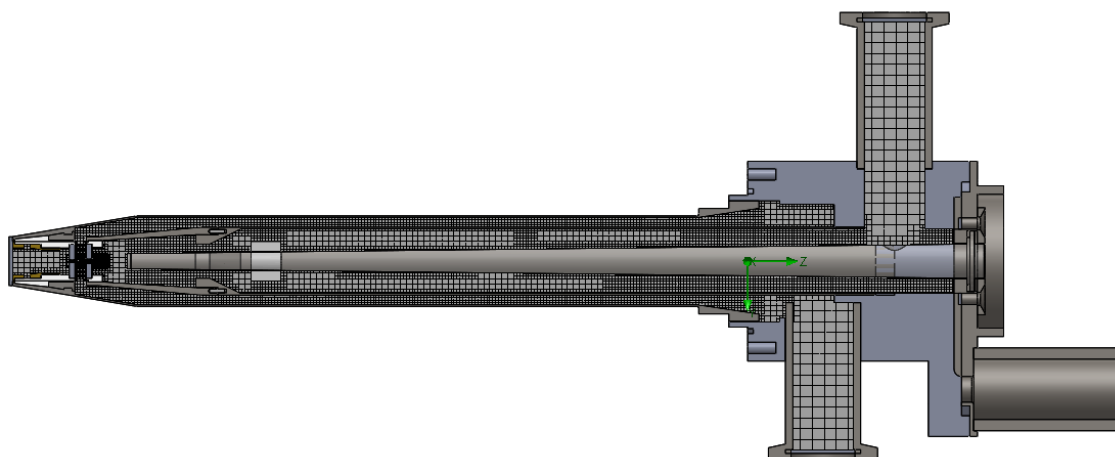
Tabuľka 12.1: Základné nastavenie veľkosti siete

| | X | Y | Z | Rozmer X | Rozmer Y | Rozmer Z |
|----------|---|----|----|----------|-----------|-----------|
| Detektor | 8 | 40 | 80 | 16,03 mm | 113,73 mm | 253,91 mm |

Nastavenie siete sa navyše určuje v oblasti zúženia, kanálikov, ostrejších prechodov, oblasti zakrivených plôch a ďalších.

Tabuľka 12.2: Dopĺňujúce nastavenie veľkosti siete

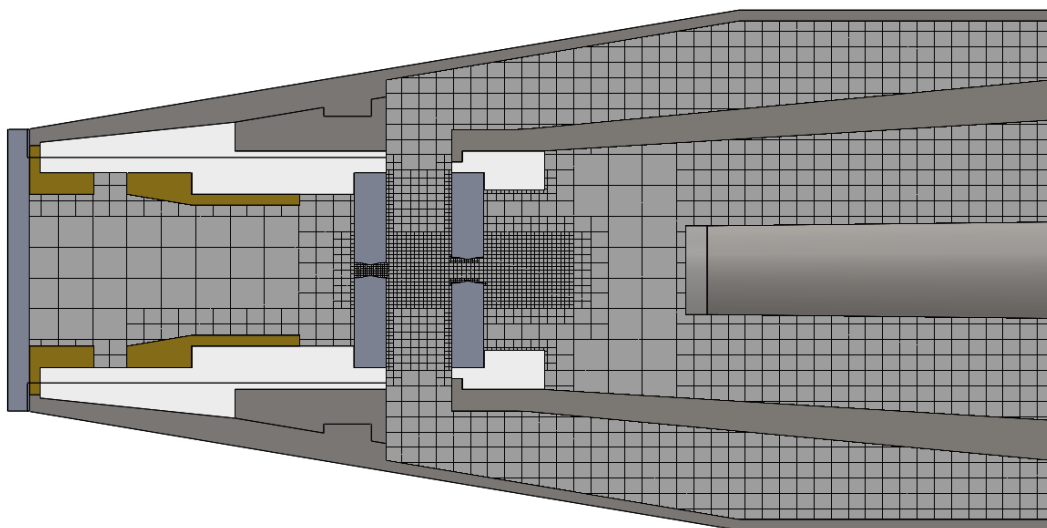
| Solid/Fluid Interface | |
|---|-------|
| Small solid features refinement level (Úroveň zjemnenia v oblasti malých častíc) | 1 |
| Curvature refinement level (Úroveň zjemnenia v oblasti zakrivených plôch) | 0 |
| Curvature refinement criterion (Kritérium zjemnenia v oblasti zakrivených plôch) | 0 |
| Tolerance refinement level (Úroveň tolerancie zjemnenia) | 0 |
| Tolerance refinement criterion (Kritérium tolerancie zjemnenia) | 0 |
| Narrow channels | |
| Advanced narrow channel refinement (Pokročilé zjemnenie úzkych kanálikov) | On |
| Characteristic number of cells across a narrow channel (Charakteristický počet buniek v úzkom kanáliku) | 5 |
| Narrow channels refinement level (Úroveň zjemnenia v úzkom kanáliku) | 2 |
| The minimum height of narrow channels (Minimálny rozmer úzkeho kanálika) | 0 mm |
| The maximum height of narrow channels (Maximálny rozmer úzkeho kanálika) | 10 mm |



Obrázok 12.2: Pohľad na rez detektoru a nastavenie siete

Tabuľka 12.3: Nastavenia lokálnych sietí

| | Otvory v clonkách | Priestor medzi clonkami | Priestor za clonou 2 | Oblasť dráhy SE |
|---|----------------------|-------------------------------|-------------------------------|-----------------------|
| Refinnig cels | | | | |
| Refine fluid cells (zjemnenie buniek) | on | on | on | on |
| Level of refining fluid cells (úroveň zjemnenia buniek) | 4 | 4 | 4 | 4 |
| Narrow channels | | | | |
| Advanced narrow channel refinement (Pokročilé zjemnenie úzkych kanálikov) | on | on | on | on |
| Characteristic number of cells across a narrow channel (Charakteristický počet buniek v úzkom kanáliku) | 7 | 9 | 5 | 5 |
| Narrow channels refinement level (Úroveň zjemnenia v úzkom kanáliku) | 5 | 4 | 3 | 2 |
| The minimum height of narrow channels (Minimálny rozmer úzkeho kanáliku) | 0 mm | 0 mm | 0 mm | 0 mm |
| The maximum height of narrow channels (Maximálny rozmer úzkeho kanáliku) | 2 mm | 10 mm | 10 mm | 10 mm |



Obrázok 12.3: Detail nastavenia siete výpočtovej oblasti detektora

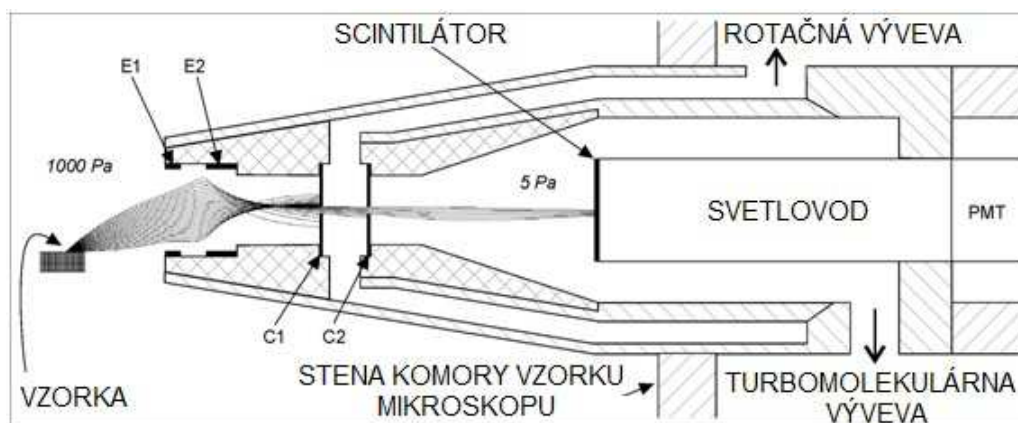
Ako je vidieť na Obrázku 12.3, nastavenie siete vo výpočtovej oblasti detektora je kombináciou lokálneho zjemnenia a doplnujúceho nastavenia siete. V miestach širších kanálikov je veľkosť buniek v pôvodnom nastavení, v miestach užších kanálikov dochádza k zjemneniu pomocou lokálneho nastavenia, viď Tabuľka 12.3.

12.1.2 Nastavenie okrajových podmienok

Do detektora vedú 3 otvory:

- Hrdlo čerpania komory scintilátora. Táto komora je čerpaná turbomolekulárnou výevou s rýchlosťou čerpania $0.005 \text{ m}^3 / \text{s}$
- Hrdlo čerpania priestoru medzi clonkami. Tento priestor je čerpaný rotačnou výevou s rýchlosťou čerpania $0.0005 \text{ m}^3 / \text{s}$
- Hrdlo detektora vstupujúce do komory vzorky. Táto práca počíta s tromi variantami veľkosti tlaku v komore vzorky 500, 1000 a 1500 Pa.

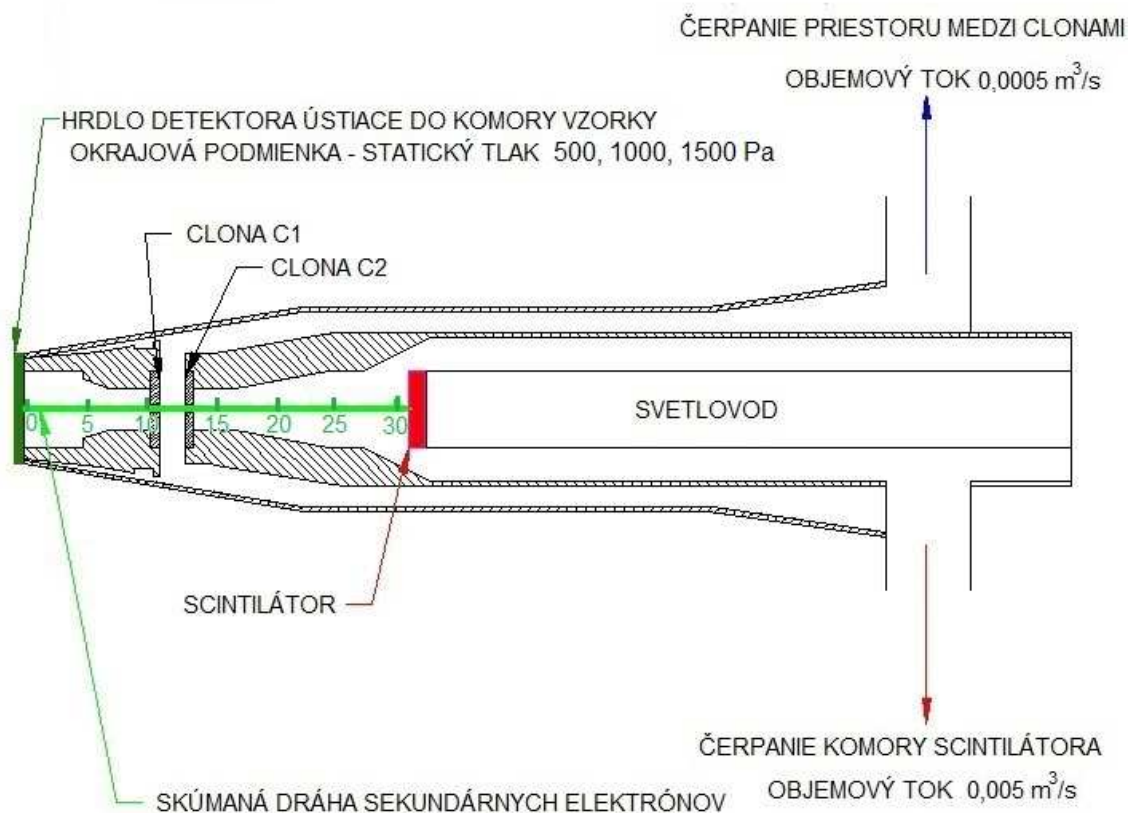
Uvedený stav, z ktorého vyplýva nastavenie okrajových podmienok je uvedený na Obrázku 12.4 a Obrázku 12.5. Čerpanie v praxi prebieha až do chvíle dosiahnutia okrajových podmienok.



Obrázok 12.4: Schéma detektora sekundárnych elektrónov pre EREM, C1-clonka 1, C2-clonka 2

Z uvedeného vyplýva nasledujúce nastavenia okrajových podmienok v oblasti otvorov vstupujúcich do detektora:

- Komora scintilátora - podľa parametrov vývevy bola na hrdlo čerpanie komory scintilátora zadaná okrajová podmienka objemového čerpania $0.005 \text{ m}^3 / \text{s}$
- Priestor medzi clonkami - podľa parametrov vývevy bola na hrdlo čerpania priestoru medzi clonkami zadaná okrajová podmienka objemového čerpania $0.0005 \text{ m}^3 / \text{s}$.
- Na hrdle detektora ústiaceho do komory vzorky bola postupne nastavovaná okrajová podmienka - statický tlak 500, 1000 a 1500 Pa.



Obrázok 12.5: Schematické zobrazenie detektora so zadanými okrajovými podmienkami

12.1.3 Nastavenie cieľov výpočtu

Vo vlastnom výpočte sú sledované tieto veličiny:

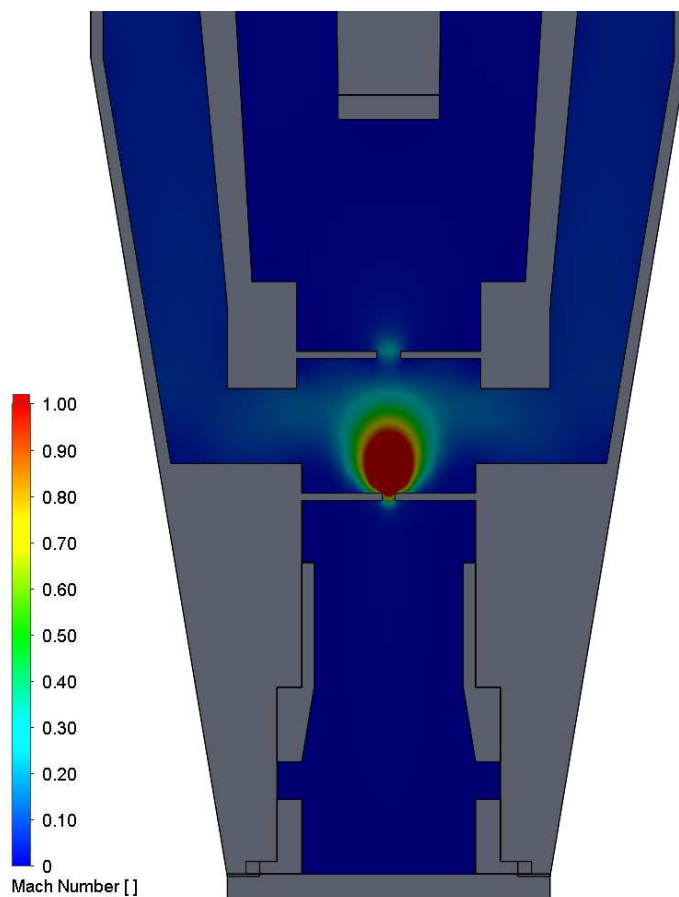
- Priebeh statického tlaku v detektore
- Priebeh rýchlosti toku média v detektore, vrátane Machovho čísla
- Priebeh hmotnostného toku na otvoroch detektora vrátane čerpacích otvorov.

12.2 Charakteristika prúdenia plynu v detektore

Z priestoru komory vzorky je nasávaný vzduch cez vstupné hrdlo detektora, kde je postupne nastavovaný statický tlak 500, 1000 a 1500 Pa, do predného priestoru detektora pred clonku C1. Odtiaľ ďalej prúdi vzduch cez clonku C1 do samostatne čerpanej komory z ktorej je plyn odčerpávaný rotačnou vývevou. Časť vzduchu z tejto

samostatne čerpanej komory potom vyteká cez clonku C2 do zadného priestoru detektora odsávaného turbomolekulárnou výevou.

V oblasti clonky C1 je vo všetkých variantách statického tlaku na hrdle detektora dosiahnutý kritický stav prúdenia plynu. Za touto clonkou C1 nastáva v samostatne čerpanej komore najprv rozšírenie lúča pri nadzvukovom prúdení plynu potom nastáva zužovanie lúča v nadzvukovom prúdení plynu a následne prechádza lúč do podzvukového prúdenia plynu, vid' Obrázok 12.6.



Obrázok 12.6: Pribeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov

Grafické zobrazenie priebehu tlaku a Machovho čísla v detektore pri všetkých variantách tvarov cloniek a statického tlaku na hrdle detektora je možno vidieť v Prílohe 1, Prílohe 2 a v Prílohe 3.

12.3 Počiatočné a a okrajové podmienky riešenia

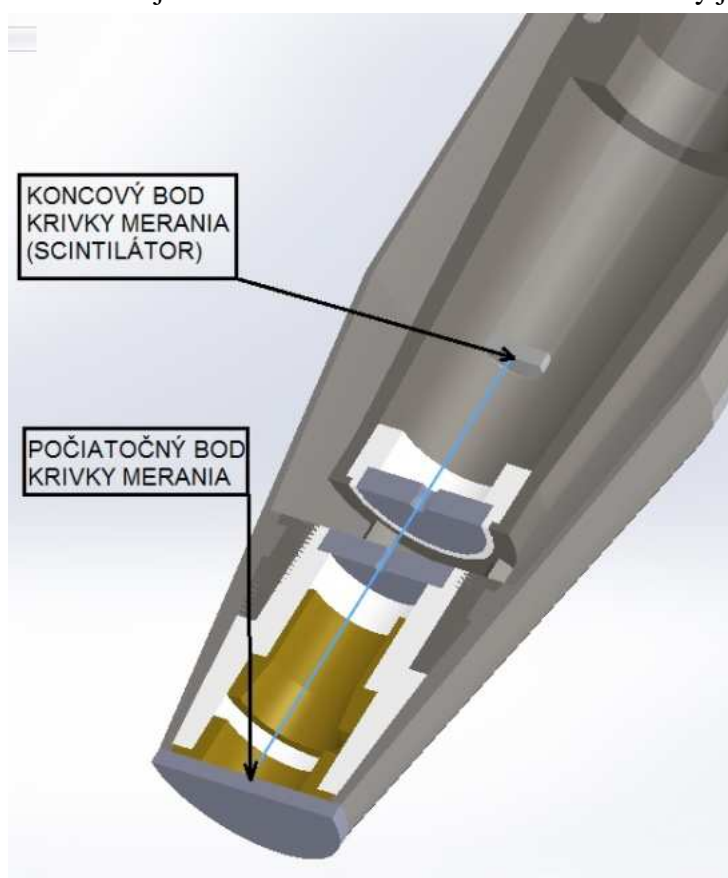
V dôsledku odčerpávania vzduchu cez hrdlo detektora ktoré ústi do komory vzorky z komory scintilátora a zo samostatne čerpanej komory medzi clonkami C1 a C2 nastane prúdenie vzduchu a to jednak medzi hrdlom detektora a clonkou C1 , jednak prietok vzduchu clonkou C1 do samostatne čerpanej komory medzi clonkami a prietok vzduchu clonkou C2 do komory scintilátora. Pre výpočet je nastavená jednak okrajová podmienka statického tlaku na hrdle detektora ústiaceho do komory vzorky 500, 1000

a 1500 Pa. Jednak okrajové podmienky objemového toku na hrdle odčerpávania komory vývevou medzi clonkami o hodnote $0.0005 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ a na hrdle čerpania komory scintilátora odsávaného vývevou o hodnote $0,005 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$.

K ukončeniu výpočtu dôjde pri dosiahnutí okrajovej podmienky nastaveného statického tlaku na hrdle detektora ústiaceho do komory vzorky a to aj pri prípadnej regulácii okrajových podmienok objemových tokov a to obmedzením čerpania jednak z priestoru komory medzi clonkami, jednak z priestoru komory scintilátora.

Doba výpočtu pre dosiahnutie nastavených tlakových okrajových podmienok na hrdle detektora ústiaceho do komory vzorky je približne 240 000 iterácií.

Nutnosť sledovať priebeh tlaku vychádza z úmernosti počtu zrážok sekundárnych elektrónov s molekulami plynu a veľkosti tlaku. Dráha na ktorej je tlak a Machove číslo sledované je zobrazená na Obrázku 12.7. Dĺžka dráhy je 30,3 mm.



Obrázok 12.7: Dráha sekundárnych elektrónov

Pre optimalizáciu prúdenia plynu v detektore boli navrhnuté tri varianty tvaru cloniek:

- Clonky s ostrými hranami
- Clonky so zaoblenými hranami
- Clonky konvergentne - divergentného tvaru

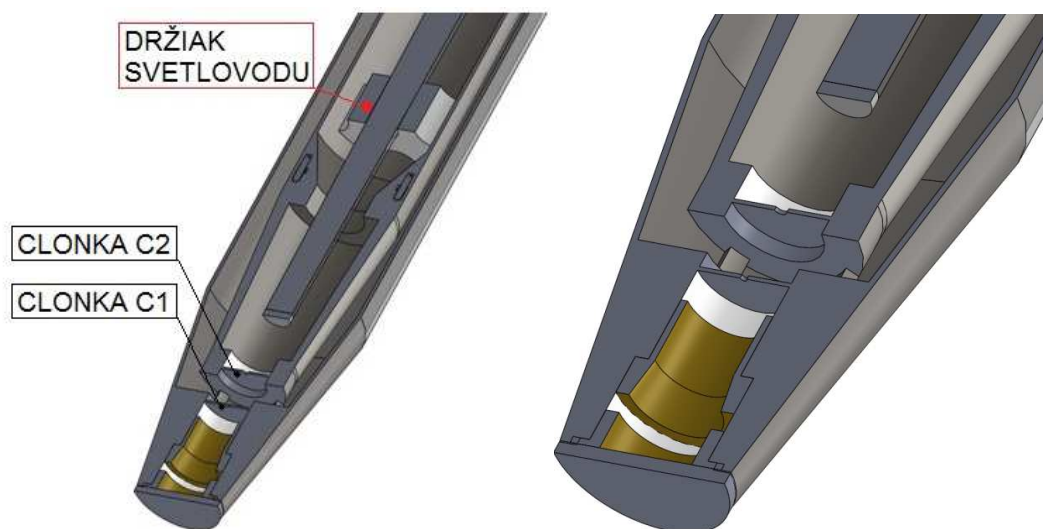
Rozmery cloniek a výsledky simulácií sú uvedené v nasledujúcich kapitolách. Vo všetkých prípadoch je vzdialenosť začiatku clonky C1 od hrdla detektora 15 mm, a vzdialenosť konca clonky C2 od hrdla detektora 21 mm.

12.4 Clonky s ostrými hranami

Detektor s clonkami s ostrými hranami možno vidieť na Obrázku 12.8. Prúdenie plynu v detektore sa analyzuje s držiakom svetlovodu a bez držiaka svetlovodu. Následne je posúdený vplyv použitia držiaka svetlovodu na prúdenie plynu v detektore. V Tabuľke 12.4 Je možné vidieť rozmery cloniek C1 a C2.

Tabuľka 12.4: Rozmery cloniek s ostrými hranami

| Clonka | C1 | C2 |
|----------------------------|-----|-----|
| Šírka clonky [mm] | 0,3 | 0,3 |
| Priemer otvoru clonky [mm] | 0,5 | 1 |



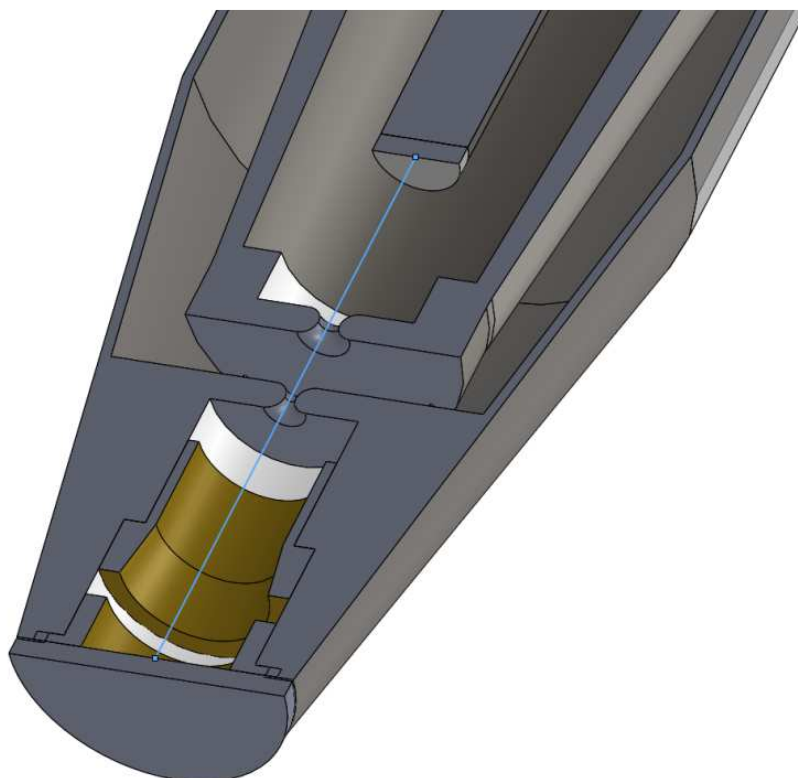
Obrázok 12.8: Rez detektorom s clonkami s ostrými hranami

12.5 Clonky so zaoblenými hranami

Druhou variantou tvaru cloniek sú clonky so zaoblenými hranami (Obrázok 12.9) ktorých rozmery sú uvedené Tabuľke 12.5. Prúdenia plynu v detektore pri použití zaoblených cloniek bolo opäť analyzované pri troch hodnotách statického tlaku na hrdle detektora 500, 1000 a 1500 Pa.

Tabuľka 12.5: Rozmery cloniek so zaoblenými hranami

| Clonka | C1 | C2 |
|-------------------------------------|------|------|
| Šírka clonky [mm] | 1,5 | 1,5 |
| Priemer otvoru clonky [mm] | 0,5 | 1 |
| Polomer zaoblenia hrany clonky [mm] | 0,75 | 0,75 |



Obrázok 12.9: Detail cloniek so zaoblenými hranami

12.6 Konvergentne - divergentné clonky

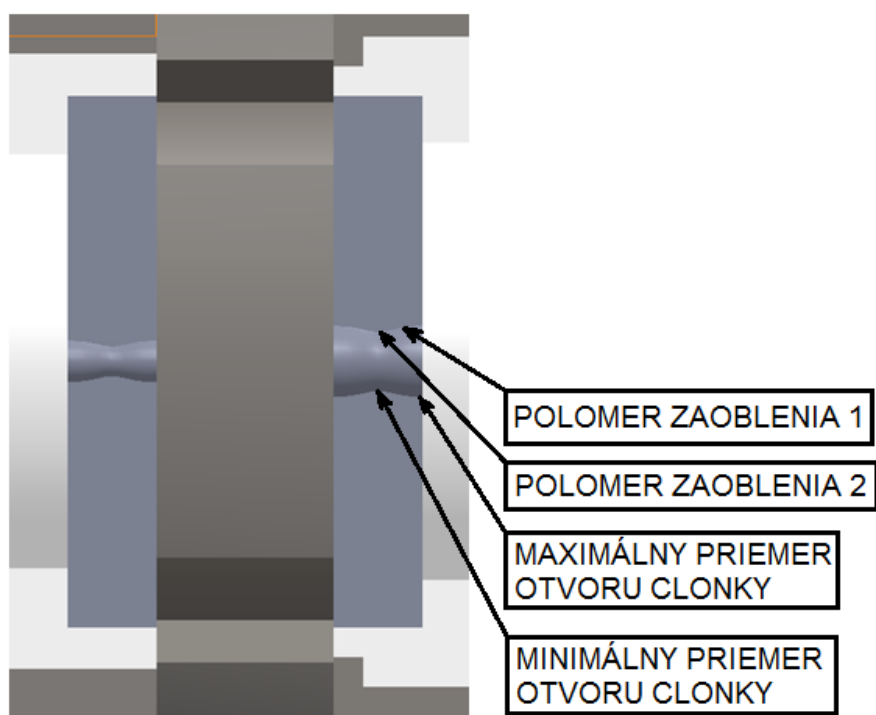
Tretou variantou sú clonky konvergentne divergentného tvaru, vid' Obrázok 12.10 a Obrázok 12.11. Ich rozmery sú uvedené v Tabuľke 12.6. Pri tretej variante bol opäť vyhodnotený priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho pri troch tlakoch 500, 1000 a 1500 Pa.

Tabuľka 12.6: Rozmery konvergentne – divergentných cloniek

| Clonka | C1 | C2 |
|--------------------------------------|-----|-----|
| Šírka clonky [mm] | 1,5 | 1,5 |
| Maximálny priemer otvoru clonky [mm] | 0,7 | 1,2 |
| Minimálny priemer otvoru clonky [mm] | 0,5 | 1,0 |
| Polomer zaoblenia 1 [mm] | 3,1 | 3,1 |
| Polomer zaoblenia 2 [mm] | 0,5 | 0,5 |



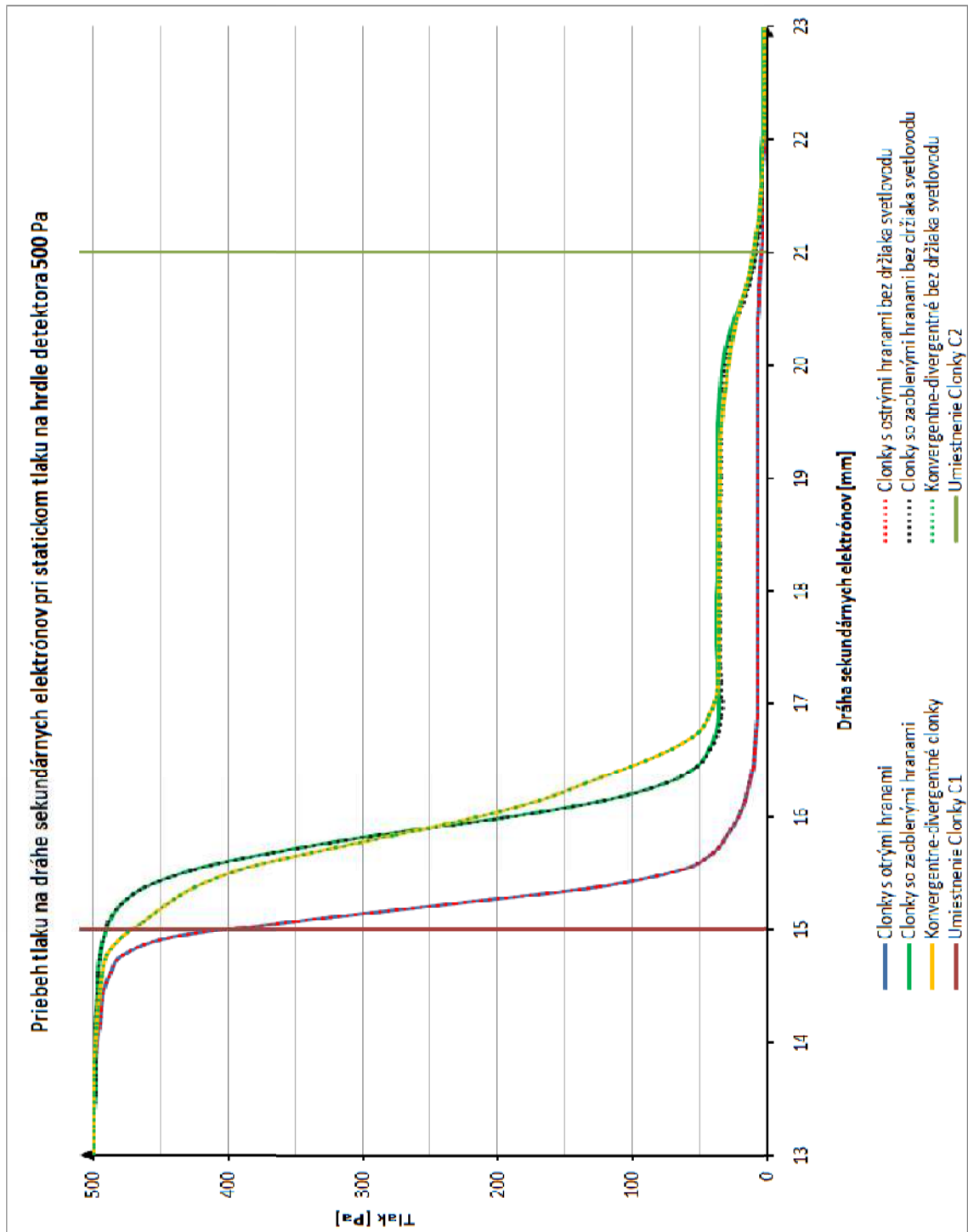
Obrázok 12.10: Detail cloniek konvergentne divergentného tvaru



Obrázok 12.11: Rez konvergentne divergentnými clonkami

13 Spracovanie výsledkov analýz prúdenia plynu v detektore

13.1.1 Statický tlak na hrdle detektora 500 Pa



Graf 13.1: Porovnanie priebehu tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 13.1 môžeme vidieť porovnanie priebehov tlakov na dráhe sekundárnych elektrónov pre všetky tvary cloniek v detektore s držiakom svetlovodu aj bez neho pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa. Môžeme vidieť že priebeh tlaku v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho sú takmer identické pri všetkých variantách tvaru cloniek. K najrýchlejšiemu tlakovému spádu dochádza pri clonkách s ostrými hranami.

V Tabuľke 13.1 je uvedený priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov. Grafické porovnanie je zobrazené v Grafe 13.2. Je zrejmé že použitie držiaka svetlovodu nemá výrazný vplyv na priebeh tlaku ani na priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov. Najväčší rozdiel priemerného tlaku 1,201 Pa, v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho, je pri použití cloniek s ostrými hranami.

Pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora sa z pohľadu priemerného tlaku javí varianta s ostrými hranami cloniek ako najvhodnejšia nakoľko má najnižší priemerný tlak 253,158 Pa a dochádzalo by pri nej k najmenšiemu rozptýleniu zväzku sekundárnych elektrónov.

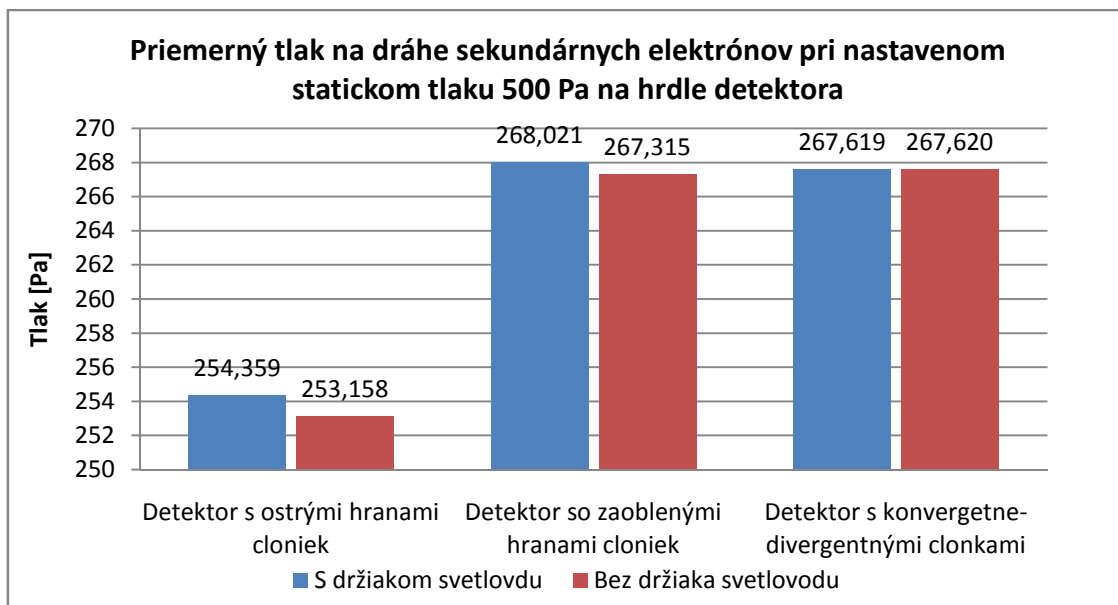
Minimálna hodnota priemerného tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov je 253,158 Pa pri variante detektora s ostrými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu.

Tabuľka 13.1: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora

| Detektor | Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov [Pa] | | |
|------------------------|--|--|--|
| | Detektor s ostrými hranami cloniek | Detektor so zaoblenými hranami cloniek | Detektor s konvergentne - divergentnými clonkami |
| S držiakom svetlovodu | 254,359 | 268,021 | 267,619 |
| Bez držiaka svetlovodu | 253,158 | 267,315 | 267,620 |
| Rozdiel tlakov | 1,201 | 0,706 | -0,002 |

Rozdiel tlakov v Tabuľke 13.1 je vypočítaný ako rozdiel priemerného tlaku v detektore s držiakom svetlovodu a priemerného tlaku v detektore bez držiaka svetlovodu.

Výsledky jednotlivých analýz priebehu tlaku pri čerpaní vákua v detektore s clonkami s ostrými hranami sú uvedené v Prílohe 1, v detektore s clonkami so zaoblenými hranami v Prílohe 2 a v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami v Prílohe 3.



Graf 13.2: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora

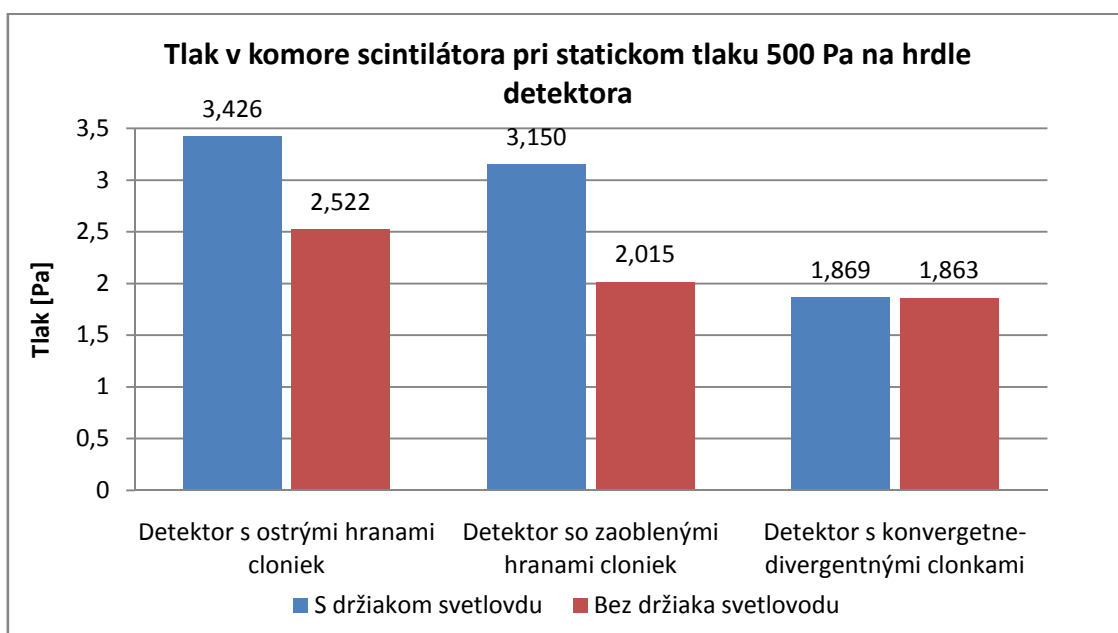
V Tabuľke 13.2 sú uvedené tlaky v komore scintilátora pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa. Na grafe 13.3 je zobrazené porovnanie tlakov v komore scintilátora pri všetkých variantách cloniek. Môžeme vidieť že v detektore bez použitia držiaka svetlovodu pri všetkých variantách tvarov cloniek je tlak v komore scintilátora nižší ako pri detektore s držiakom svetlovodu, maximálny rozdiel je 1,135 Pa vo variante detektora so zaoblenými hranami cloniek. Použitie držiaka svetlovodu má teda vplyv najmä na tlak v komore scintilátora.

Pri tlaku 500 Pa na hrdle scintilátora by bolo možné použiť všetky varianty tvarov cloniek nakoľko tlak v komore scintilátora je pod maximálnou prípustnou hodnotou 5 Pa. Minimálna hodnota tlaku v komore scintilátora je 1,863 Pa v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu.

Tabuľka 13.2: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora.

| Detektor | Tlak v komore scintilátora [Pa] | | |
|------------------------|------------------------------------|--|--|
| | Detektor s ostrými hranami cloniek | Detektor so zaoblenými hranami cloniek | Detektor s konvergentne - divergentnými clonkami |
| S držiakom svetlovodu | 3,426 | 3,150 | 1,869 |
| Bez držiaka svetlovodu | 2,522 | 2,015 | 1,863 |
| Rozdiel tlakov | 0,904 | 1,135 | 0,006 |

Rozdiel tlakov v Tabuľke 13.2 je vypočítaný ako rozdiel tlaku v komore scintilátora v detektore s držiakom svetlovodu a tlaku v komore scintilátora v detektore bez držiaka svetlovodu.



Graf 13.3: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora

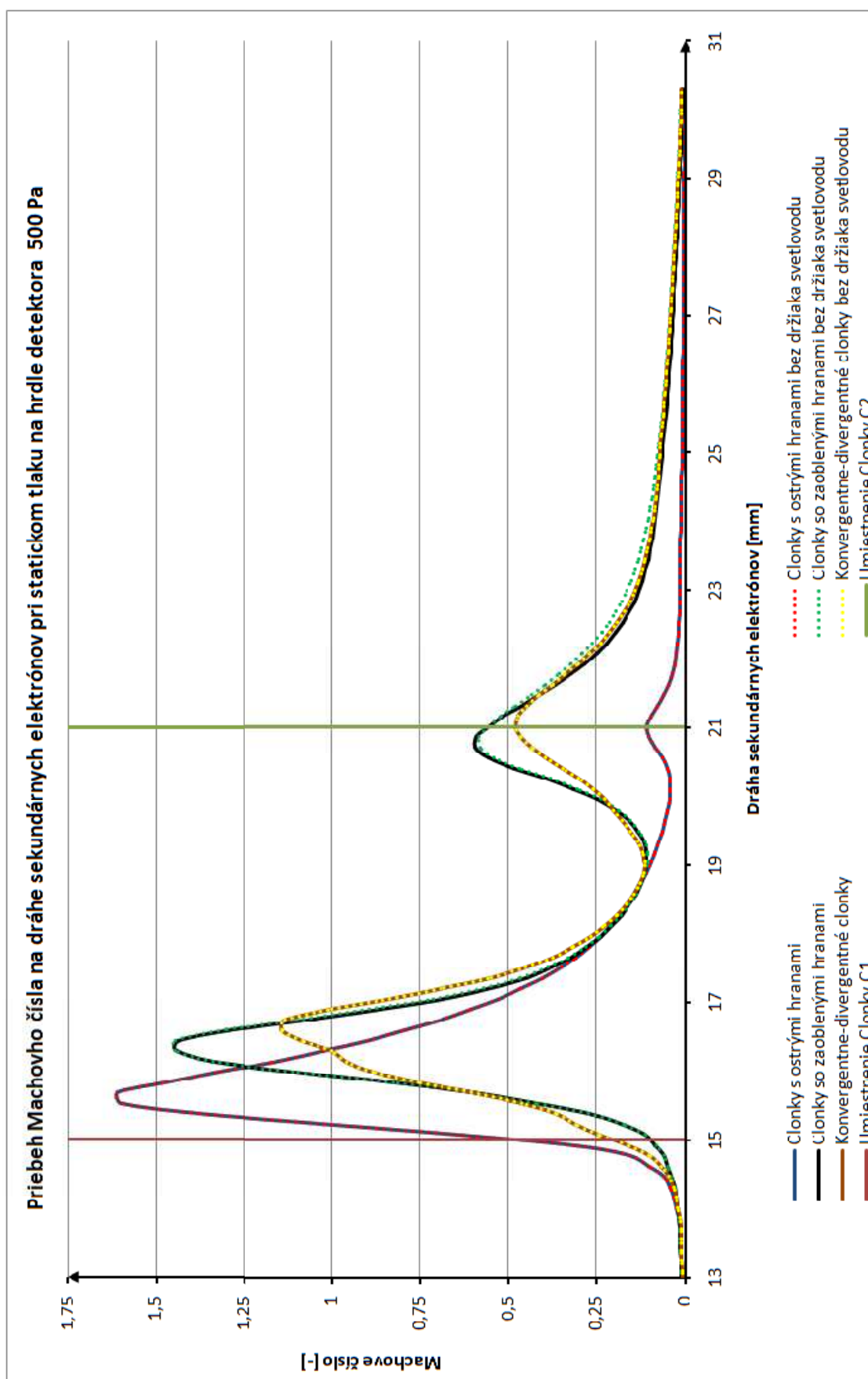
Na Grafe 13.4 môžeme vidieť porovnanie priebehu Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pre všetky varianty tvarov cloniek v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho. Môžeme vidieť že použitie držiaka svetlovodu na priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov nemá výrazný vplyv a tieto priebehy sú na celej dráhe takmer identické.

V Tabuľke 13.6 sú uvedené maximálne hodnoty Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. Maximálna hodnota Machovho čísla je 1,609 v detektore s clonkami s ostrými hranami bez držiaka svetlovodu.

Tabuľka 13.3: Maximá Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 500 Pa na hrdle detektora

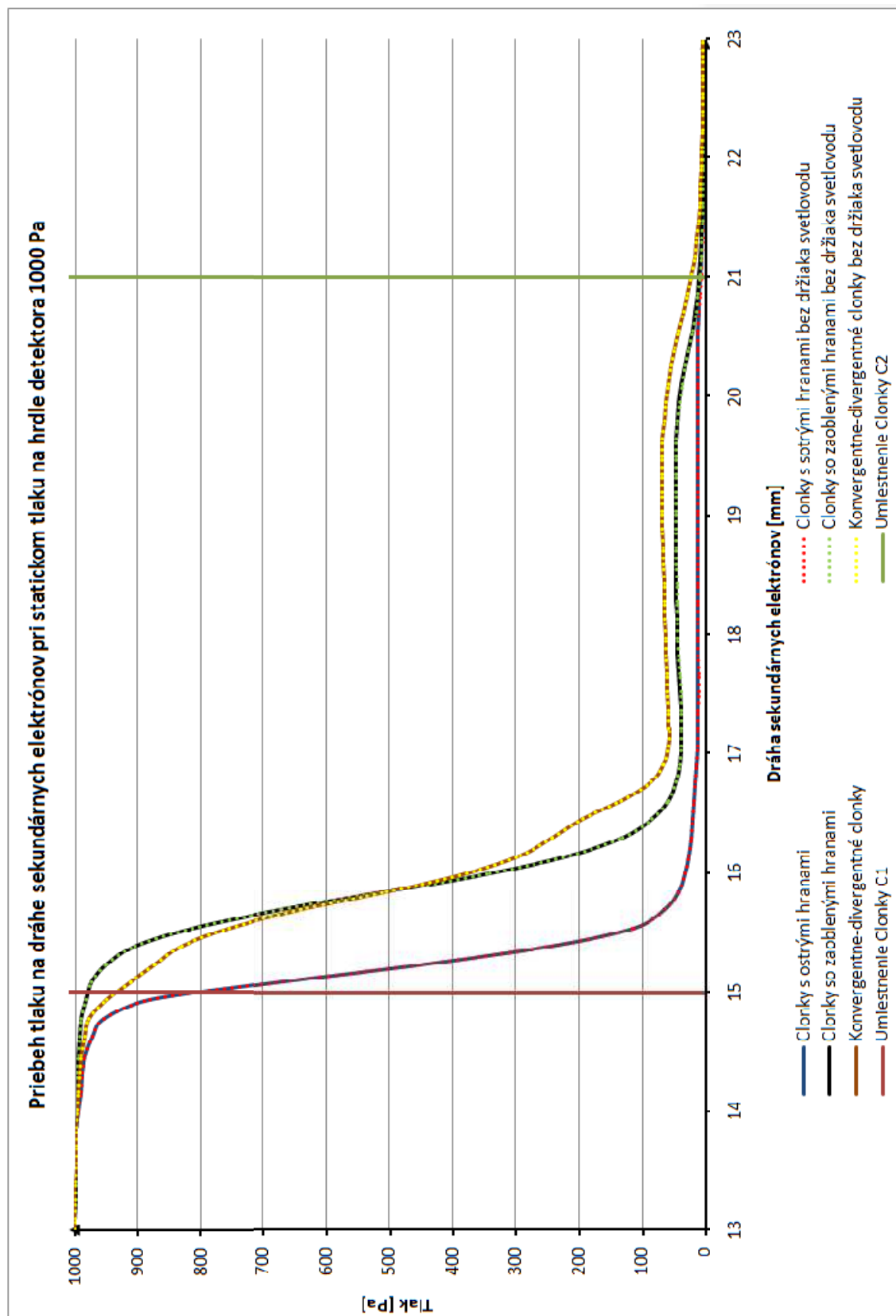
| Tvar cloniek | Držiak svetlovodu | 1.max. Machovho čísla [-] | 2.max Machovho čísla [-] |
|--------------------------|-------------------|---------------------------|--------------------------|
| Ostré hrany | Áno | 1,606 | 0,131 |
| | Nie | 1,609 | 0,125 |
| Zaoblené hrany | Áno | 1,443 | 0,593 |
| | Nie | 1,445 | 0,582 |
| Konvergentne divergentné | Áno | 1,139 | 0,482 |
| | Nie | 1,140 | 0,478 |

Výsledky jednotlivých analýz priebehu Machovho čísla pri čerpaní vákua v detektore s clonkami s ostrými hranami sú uvedené v Prílohe 1, v detektore s clonkami so zaoblenými hranami v Prílohe 2 a v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami v Prílohe 3.



Graf 13.4: Porovnanie priebehu Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

13.1.2 Statický tlak na hrdle detektora 1000 Pa



Graf 13.5: Porovnanie priebehu tlaku na dráhe sekundárných elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 13.5 môžeme vidieť porovnanie priebehov tlakov na dráhe sekundárnych elektrónov pre všetky tvary cloniek v detektore s držiakom svetlovodu aj bez neho pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa. Môžeme vidieť že priebehy tlaku v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho sú takmer identické pri všetkých variantách tvaru cloniek. K najrýchlejšiemu tlakovému spádu dochádza pri clonkách s ostrými hranami.

V Tabuľke 13.4 je uvedený priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov. Grafické porovnanie je zobrazené v Grafe 13.6. Je zrejmé že použitie držiaka svetlovodu nemá výrazný vplyv na priebeh tlaku ani na priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov. Najväčší rozdiel priemerného tlaku 0,588 Pa, v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho, je pri použití cloniek s ostrými hranami.

Pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora sa z pohľadu priemerného tlaku javí varianta s ostrými hranami cloniek ako najvhodnejšia nakoľko má najnižší priemerný tlak 504,716 Pa a dochádzalo by pri nej k najmenšiemu rozptýleniu zväzku sekundárnych elektrónov.

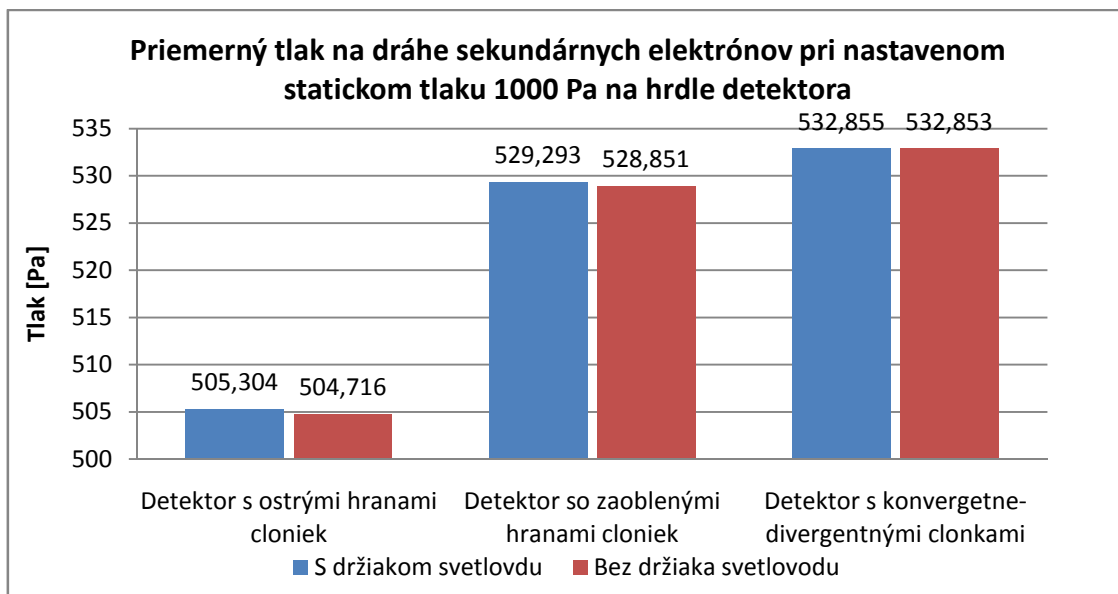
Minimálna hodnota priemerného tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov je 504,716 Pa pri variante detektora s ostrými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu.

Tabuľka 13.4: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora

| Detektor | Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov [Pa] | | |
|------------------------|--|--|--|
| | Detektor s ostrými hranami cloniek | Detektor so zaoblenými hranami cloniek | Detektor s konvergentne - divergentnými clonkami |
| S držiakom svetlovodu | 505,304 | 529,293 | 532,855 |
| Bez držiaka svetlovodu | 504,716 | 528,851 | 532,853 |
| Rozdiel tlakov | 0,588 | 0,442 | 0,002 |

Rozdiel tlakov v Tabuľke 13.4 je vypočítaný ako rozdiel priemerného tlaku v detektore s držiakom svetlovodu a priemerného tlaku v detektore bez držiaka svetlovodu.

Výsledky jednotlivých analýz priebehu tlaku pri čerpaní vákua v detektore s clonkami s ostrými hranami sú uvedené v Prílohe 1, v detektore s clonkami so zaoblenými hranami v Prílohe 2 a v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami v Prílohe 3.



Graf 13.6: Priemerný tlak na dráhe sekundárných elektrónov pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora

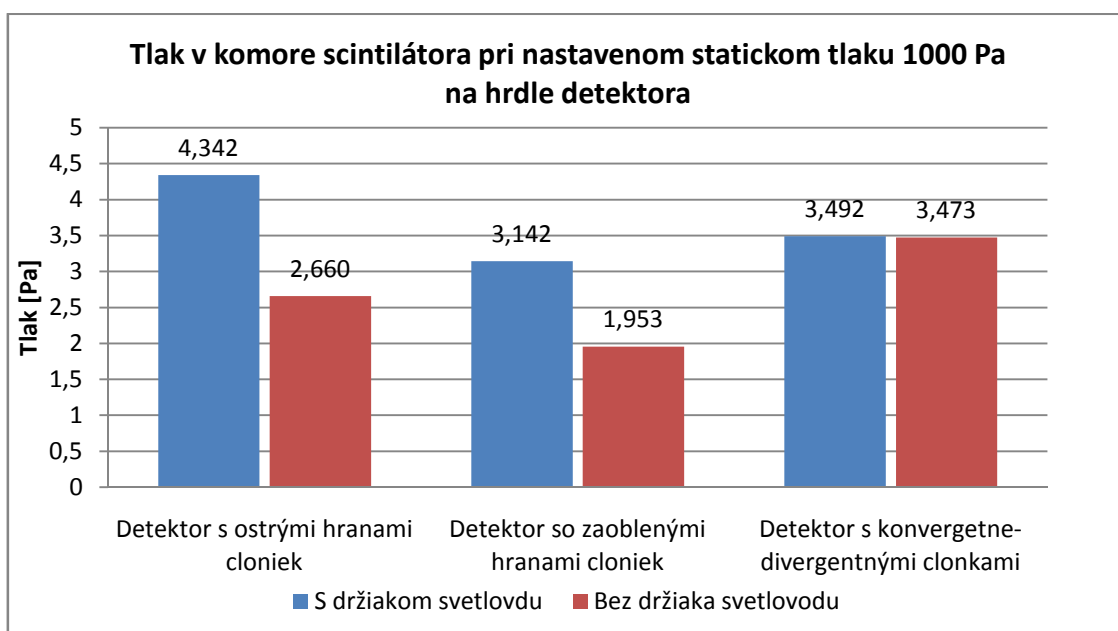
V Tabuľke 13.5 sú uvedené tlaky v komore scintilátora pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa. Na grafe 13.7 je zobrazené porovnanie tlakov v komore scintilátora pri všetkých variantách cloniek. Môžeme vidieť, že v detektore bez použitia držiaka svetlovodu pri všetkých variantách tvarov cloniek je tlak v komore scintilátora nižší ako pri detektore s držiakom svetlovodu, maximálny rozdiel je 1,682 Pa vo variante detektora s ostrými hranami cloniek. Použitie držiaka svetlovodu má teda vplyv najmä na tlak v komore scintilátora.

Pri tlaku 1000 Pa na hrdle scintilátora by bolo možné použiť všetky varianty tvarov cloniek, nakoľko tlak v komore scintilátora je pod maximálnou prípustnou hodnotou 5 Pa. Minimálna hodnota tlaku v komore scintilátora je 1,953 Pa v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu.

Tabuľka 13.5: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora

| Detektor | Tlak v komore scintilátora [Pa] | | |
|------------------------|------------------------------------|--|--|
| | Detektor s ostrými hranami cloniek | Detektor so zaoblenými hranami cloniek | Detektor s konvergentne - divergentnými clonkami |
| S držiakom svetlovodu | 4,342 | 3,142 | 3,492 |
| Bez držiaka svetlovodu | 2,660 | 1,953 | 3,473 |
| Rozdiel tlakov | 1,682 | 1,189 | 0,019 |

Rozdiel tlakov v Tabuľke 13.5 je vypočítaný ako rozdiel tlaku v komore scintilátora v detektore s držiakom svetlovodu a tlaku v komore scintilátora v detektore bez držiaka svetlovodu.



Graf 13.7: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora

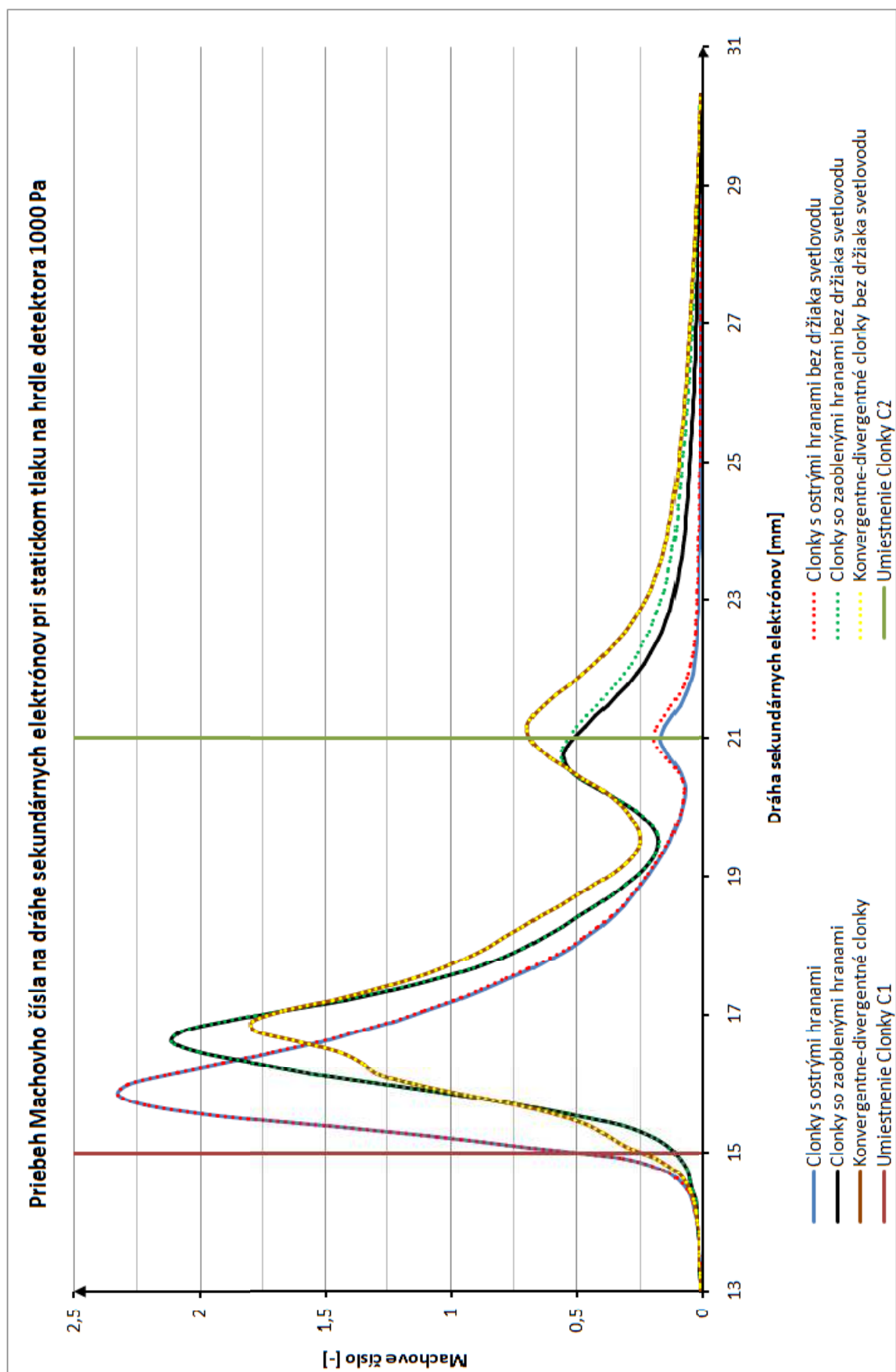
Na Grafe 13.8 môžeme vidieť porovnanie priebehu Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pre všetky varianty tvarov cloniek v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho. Môžeme vidieť že použitie držiaka svetlovodu na priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov nemá výrazný vplyv a tieto priebehy sú na celej dráhe takmer identické.

V Tabuľke 13.6 sú uvedené maximálne hodnoty Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,327 v detektore s clonkami s ostrými hranami bez držiaka svetlovodu.

Tabuľka 13.6: Maximá Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1000 Pa na hrdle detektora

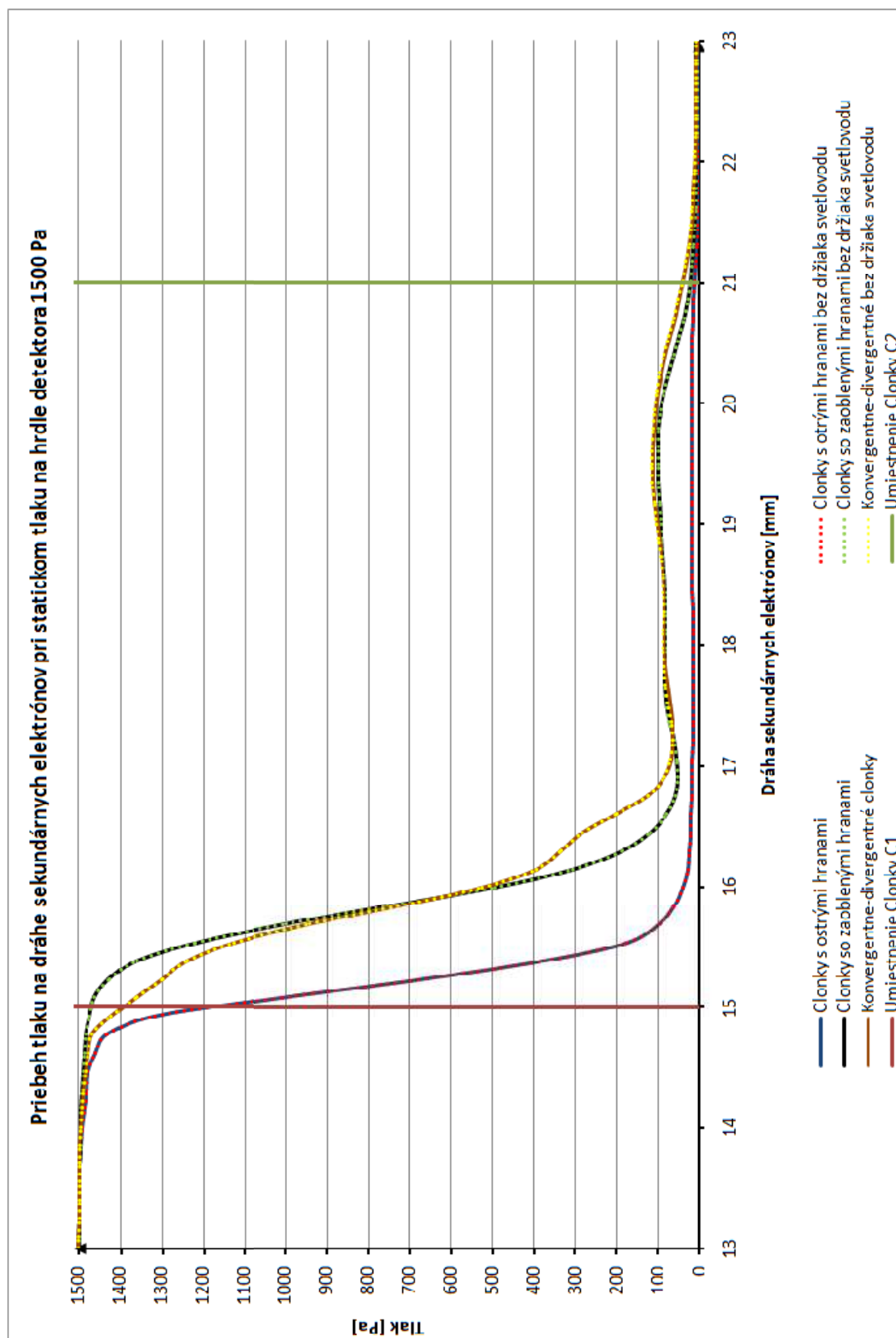
| Tvar cloniek | Držiak svetlovodu | 1.max. Machovho čísla [-] | 2.max Machovho čísla [-] |
|-----------------------------------|-------------------|---------------------------|--------------------------|
| Ostré hrany | Áno | 2,325 | 0,170 |
| | Nie | 2,327 | 0,198 |
| Zaoblené hrany | Áno | 2,110 | 0,556 |
| | Nie | 2,113 | 0,566 |
| Konvergentne – divergentné clonky | Áno | 1,791 | 0,698 |
| | Nie | 1,791 | 0,698 |

Výsledky jednotlivých analýz priebehu Machovho čísla pri čerpaní vákua v detektore s clonkami s ostrými hranami sú uvedené v Prílohe 1, v detektore s clonkami so zaoblenými hranami v Prílohe 2 a v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami v Prílohe 3.



Graf 13.8: Porovnanie priebehu Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

13.1.3 Statický tlak na hrdle detektora 1500 Pa



Graf 13.9: Porovnanie priebehu tlaku na dráhe sekundárných elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 13.9 môžeme vidieť porovnanie priebehov tlakov na dráhe sekundárnych elektrónov pre všetky tvary cloniek v detektore s držiakom svetlovodu aj bez neho pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa. Môžeme vidieť že priebehy tlaku v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho sú takmer identické pri všetkých variantách tvaru cloniek. K najrýchlejšiemu tlakovému spádu dochádza pri clonkách s ostrými hranami.

V Tabuľke 13.7 je uvedený priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov. Grafické porovnanie je zobrazené v Grafe 13.10. Je zrejmé že použitie držiaka svetlovodu nemá výrazný vplyv na priebeh tlaku ani na priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov. Najväčší rozdiel priemerného tlaku 0,615 Pa, v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho, je pri použití cloniek so zaoblenými hranami.

Pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora sa z pohľadu priemerného tlaku javí varianta s ostrými hranami cloniek ako najvhodnejšia nakoľko má najnižší priemerný tlak 756,489 Pa a dochádzalo by pri nej k najmenšiemu rozptýleniu zväzku sekundárnych elektrónov.

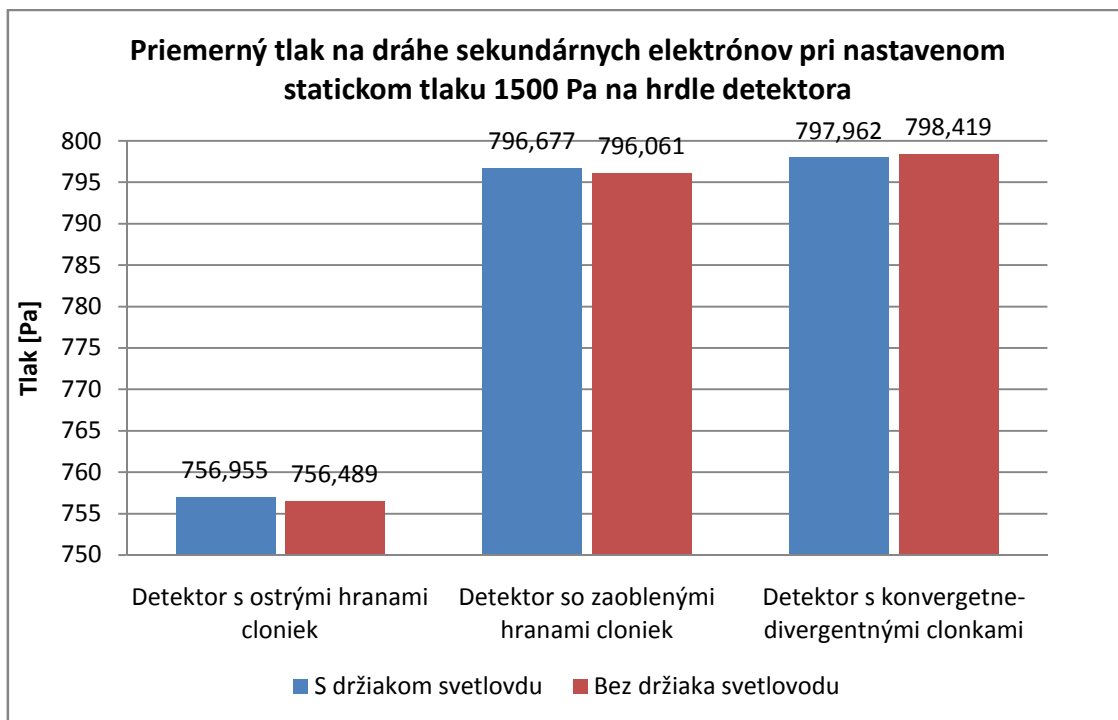
Minimálna hodnota priemerného tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov je 756,489 Pa pri variante detektora s ostrými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu.

Tabuľka 13.7: Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora

| Detektor | Priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov [Pa] | | |
|------------------------|--|--|--|
| | Detektor s ostrými hranami cloniek | Detektor so zaoblenými hranami cloniek | Detektor s konvergentne - divergentnými clonkami |
| S držiakom svetlovodu | 756,955 | 796,677 | 797,962 |
| Bez držiaka svetlovodu | 756,489 | 796,061 | 798,419 |
| Rozdiel tlakov | 0,466 | 0,615 | -0,458 |

Rozdiel tlakov v Tabuľke 13.7 je vypočítaný ako rozdiel priemerného tlaku v detektore s držiakom svetlovodu a priemerného tlaku v detektore bez držiaka svetlovodu.

Výsledky jednotlivých analýz priebehu tlaku pri čerpaní vákuu v detektore s clonkami s ostrými hranami sú uvedené v Prílohe 1, v detektore s clonkami so zaoblenými hranami v Prílohe 2 a v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami v Prílohe 3.



Graf 13.10: Priemerný tlak na dráhe sekundárných elektrónov pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora

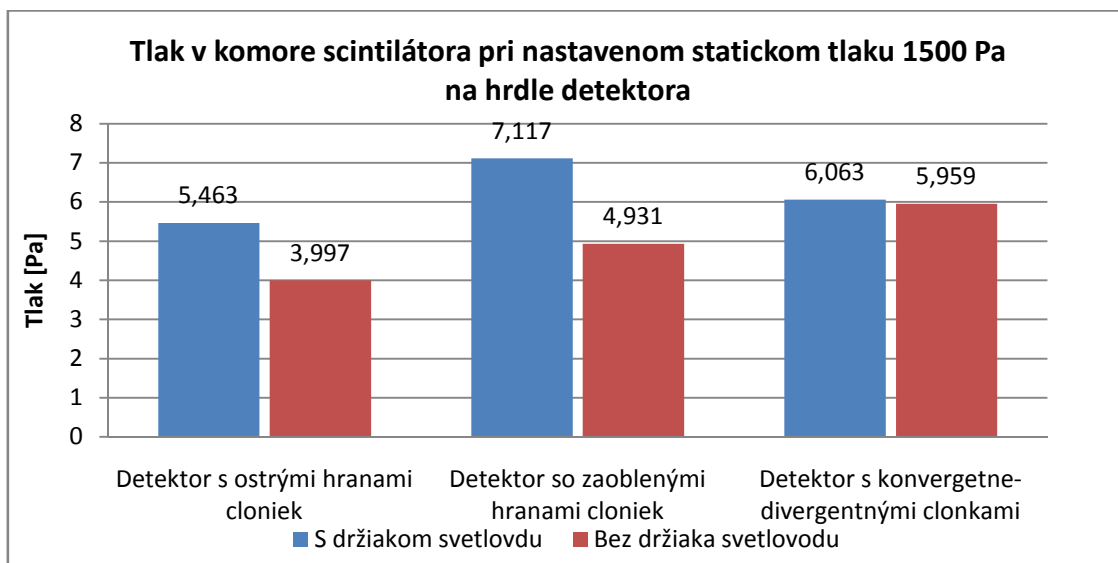
V Tabuľke 13.8 sú uvedené tlaky v komore scintilátora pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa. Na grafe 13.11 je zobrazené porovnanie tlakov v komore scintilátora pri všetkých variantách cloniek. Môžeme vidieť že v detektore bez použitia držiaka svetlovodu pri všetkých variantách tvarov cloniek je tlak v komore scintilátora nižší ako pri detektore s držiakom svetlovodu, maximálny rozdiel je 2,186 Pa vo variante detektora so zaoblenými hranami cloniek. Použitie držiaka svetlovodu má teda vplyv najmä na tlak v komore scintilátora.

Pri tlaku 1500 Pa na hrdle scintilátora nie je vhodné použitie variánt s držiakmi svetlovodov nakoľko tlak v komore scintilátora je nad maximálnou prípustnou hodnotou 5 Pa. Konvergentne divergentné clonky nie je vhodné použiť ani v detektore bez držiaka svetlovodu. Minimálna hodnota tlaku v komore scintilátora je 3,997 Pa v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu.

Tabuľka 13.8: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora

| Detektor | Tlak v komore scintilátora [Pa] | | |
|------------------------|------------------------------------|--|--|
| | Detektor s ostrými hranami cloniek | Detektor so zaoblenými hranami cloniek | Detektor s konvergentne - divergentnými clonkami |
| S držiakom svetlovodu | 5,463 | 7,117 | 6,063 |
| Bez držiaka svetlovodu | 3,997 | 4,931 | 5,959 |
| Rozdiel tlakov | 1,466 | 2,186 | 0,104 |

Rozdiel tlakov v Tabuľke 13.8 je vypočítaný ako rozdiel tlaku v komore scintilátora v detektore s držiakom svetlovodu a tlaku v komore scintilátora v detektore bez držiaka svetlovodu.



Graf 13.11: Tlak v komore scintilátora pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora

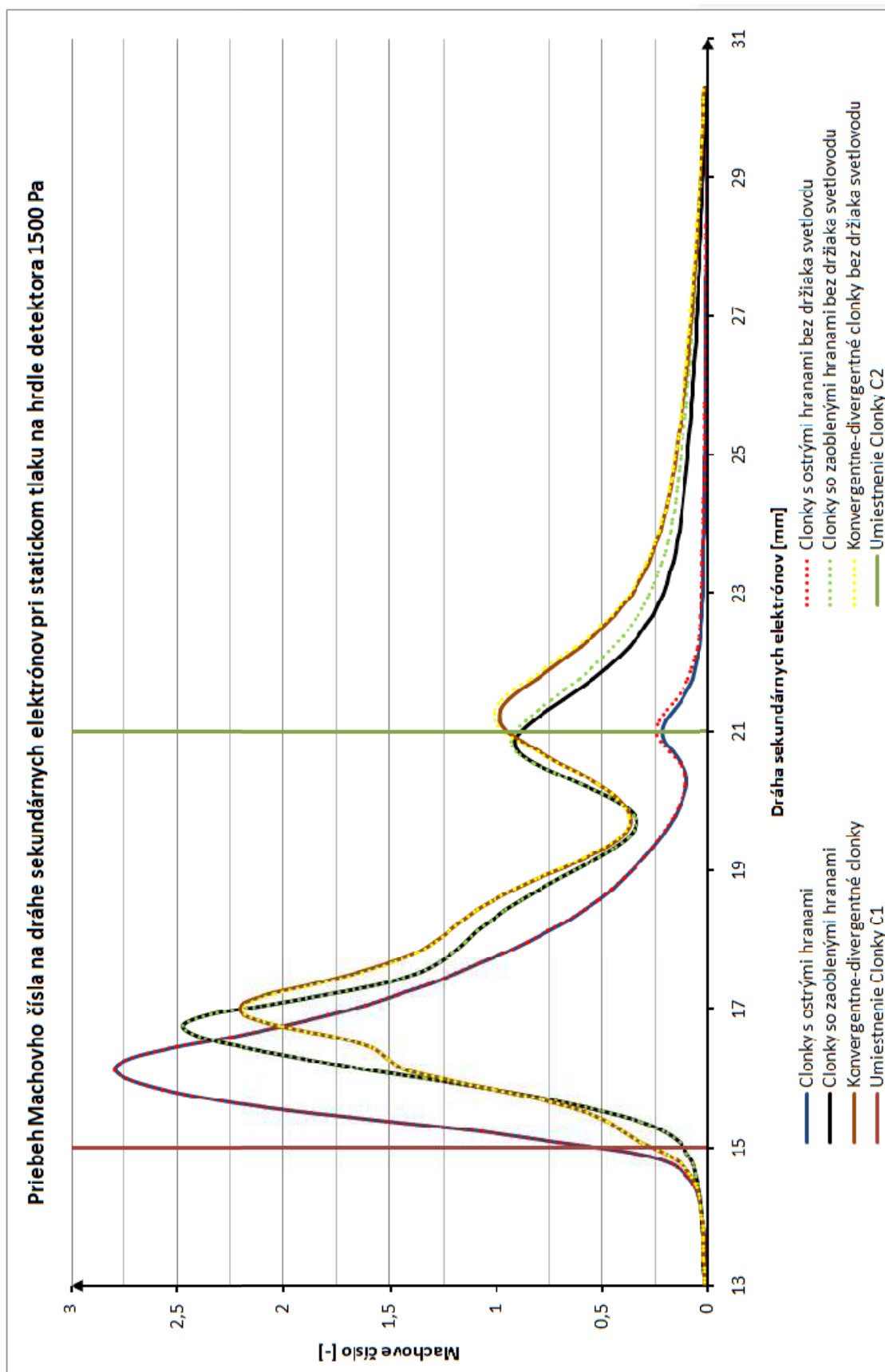
Na Grafe 13.12 môžeme vidieť porovnanie priebehu Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pre všetky varianty tvarov cloniek v detektore s držiakom svetlovodu a bez neho. Môžeme vidieť že použitie držiaka svetlovodu na priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov nemá výrazný vplyv a tieto priebehy sú na celej dráhe takmer identické.

V Tabuľke 13.9 sú uvedené maximálne hodnoty Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,799 v detektore s clonkami s ostrými hranami bez držiaka svetlovodu.

Tabuľka 13.9: Maximá Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov pri statickom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora

| Tvar cloniek | Držiak svetlovodu | 1.max. Machovho čísla [-] | 2.max Machovho čísla [-] |
|--------------------------|-------------------|---------------------------|--------------------------|
| Ostré | Áno | 2,796 | 0,219 |
| | Nie | 2,799 | 0,246 |
| Oblé | Áno | 2,475 | 0,909 |
| | Nie | 2,474 | 0,929 |
| Konvergentne divergentné | Áno | 2,198 | 0,978 |
| | Nie | 2,178 | 1,006 |

Výsledky jednotlivých analýz priebehu Machovho čísla pri čerpaní vákua v detektore s clonkami s ostrými hranami sú uvedené v Prílohe 1, v detektore s clonkami so zaoblenými hranami v Prílohe 2 a v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami v Prílohe 3.



Graf 13.12: Porovnanie priebehu Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

14 Záver

Cieľom tejto diplomovej práce bolo naštudovať problematiku environmentálnej rastrovacej elektrónovej mikroskopie a čerpania plynu pri vytváraní vákua v novo navrhnutom scintilačnom detektore. V teoretickej časti je táto problematika detailne popísaná. V práci sú zároveň uvedené rovnice popisujúce prúdenie plynu v analyzovanom detektore. Ďalšou úlohou bolo vytvoriť model novo navrhnutého scintilačného detektoru a nasimulovať a zanalyzovať čerpanie plynu v detektore. Predmetom záujmu bol najmä priebeh tlaku plynu na dráhe sekundárnych elektrónov, pretože počet zrážok elektrónov s molekulami, a s ním súvisiaci rozptyl elektrónového zväzku, je úmerný tlaku plynu cez ktorý elektróny prechádzajú.

V práci je ďalej popísané ako správne navrhnuť výpočtovú sieť pre analýzu prúdenia plynu v detektore. Následne bolo vykonaná analýza prúdenia plynu pri čerpaní vákua v novo navrhnutom scintilačnom detektore prostredníctvom softvéru SolidWorks FlowSimulation. Na dosiahnutie výpočtových cieľov bolo potrebné vykonať približne 240 000 iterácií.

Pre optimalizáciu funkcie detektora boli navrhnuté tri varianty tvaru cloniek: clonky s ostrými hranami, clonky so zaoblenými hranami a konvergentne – divergentné clonky. Ďalšou úlohou bolo zistiť ako ovplyvní zaoblenie cloniek s ostrými hranami priemerný tlak na dráhe sekundárnych elektrónov a tlak v komore scintilátora, pretože zaoblenie hrán cloniek by mohlo znížiť rozkmitanie elektrónového zväzku. Pri maximálnom tlaku 1500 Pa na hrdle detektora došlo pri clonkách so zaoblenými hranami k zvýšeniu priemerného tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov o 5,3 % a tlaku v komore scintilátora o 30,3 % oproti clonkám s ostrými hranami.

Analýza všetkých variantov tvarov cloniek bola vykonaná pri troch rôznych statických tlakoch 500, 1000 a 1500 Pa na hrdle detektora. Zároveň boli analýzy vykonané s použitím držiaka svetlovodu a bez držiaka svetlovodu aby bolo možné posúdiť jeho vplyv na prúdenie plynu v detektore.

Z výsledkov analýz je zrejmé že použitie držiaka svetlovodu má vplyv najmä na tlak v komore scintilátora, pričom tlak v komore scintilátora s použitím držiaka svetlovodu je vždy vyšší ako bez držiaka svetlovodu. Pri tlaku 1500 Pa alebo vyššom by pri použití držiaka svetlovodu mohlo dochádzať k výbojom v komore scintilátora pri všetkých variantách tvaru cloniek nakoľko tlak v komore scintilátora presahuje maximálnu prípustnú hodnotu 5 Pa.

Z výsledkov analýz ďalej vyplýva že pre optimálnu funkciu detektora je vhodné použiť clonky s ostrými hranami nakoľko dochádza za clonkou C1 k najrýchlejšiemu spádu tlaku. Taktiež pri použití cloniek s ostrými hranami priemerný je tlak na dráhe sekundárnych elektrónov najnižší, takže dochádza k najmenšiemu rozptýleniu zväzku elektrónov.

Pokračovaním diplomovej práce by mala byť optimalizácia tvaru držiaka svetlovodu tak aby sa zmenšil jeho vplyv na veľkosť tlaku v komore scintilátora ktorý by nemal presiahnuť 5 Pa.

15 Literatúra

- [1] BOUŠEK, J. *Vakuová technika*. Brno : Vysoké učení technické v Brně, 2005. 97 s. ISBN: MEL 502.
- [2] JABUREK, L. *Metoda napěťového kontrastu při detekci sekundárních elektronů scintilačním detektorem ve vp sem*. Brno: VUT v Brně, FEKT, 2011. 39 s. Vedúci diplomovej práce bol doc. Ing. Josef Jiráček, CSc.
- [3] JIRÁK, J. *Speciální diagnostika*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií.
- [4] KAPOUN, J. *Věk elektronové mikroskopie* [online]. 2003 [cit. 2009-05-03]. Dostupný z WWW: <<http://scienceworld.cz/fyzika/vek-elektronove-mikroskopie-3018>>.
- [5] KOZUBKOVÁ, M. *Modelování proudění tekutin*. Ostrava: VŠU-TUO, 2008. 142 s.
- [6] KOZUBKOVÁ, M., DRÁBKOVÁ, S.: *Numerické modelování proudění*. VŠB-TU : Ostrava, 2003
- [7] KREJČÍ, V. *Scintilační detektory*. Jihočeská univerzita v Českých Budejovicích 2002.
- [8] KUBÍNEK, R. a spol. *Elektronová mikroskopie*. 1.vydanie. Olomouc: Univerzita Paleckého v Olomouci, 2011. 50 s. ISBN 978-80-244-2739-3.
- [9] MATĚJKA, M. *Pozorování izolantu v ESEM*. Brno: VUT v Brně, FEKT, 2008. 58 s. Vedúci diplomovej práce bol doc. Ing. Josef Jiráček, CSc.
- [10] MAXA, J. *Analýza proudění plynu v zařízeních elektronového mikroskopu*. Brno: UETE FEKT VUT v Brně, 2008. 178 s.
- [11] PLEČNIK, A., ZAHORAN, M. *Rastrovací elektrónová a sondová mikroskopie* [online]. Dostupný z WWW :<<http://www.mikroskopia.sk/materials/>>.
- [12] *Solidvision* [online]. Dostupné z WWW:<<http://www.solidvision.cz/solidworks-flow-simulation/>>.
- [13] ŠKORPÍK, Jiří. Efekty při proudění vysokými rychlostmi, *Transformační technologie*, 2006-01, [2013-10]. Brno: Jiří Škorpík, [online] pokračující zdroj, ISSN 1804-8293. Dostupné z WWW: <<http://www.transformacnitechnologie.cz/efekty-pri-proudeni-vysokymi-rychlostmi.html>>.
- [14] ŠKORPÍK, Jiří. Proudění plynů a par dýzou/tryskou, *Transformační technologie*, 2006-02, [2013-10]. Brno: Jiří Škorpík, [online] pokračující zdroj, ISSN 1804-8293. Dostupné z WWW: <<http://www.transformacnitechnologie.cz/proudeni-plynu-a-par-dyzou-tryskou.html>>.
- [15] *Štátny pedagogický ústav* [online]. *Molekulárne vysvetlenie vlastností ideálneho plynu*. Dostupné z WWW: <http://www2.statpedu.sk/buxus/spu/Fyzika/4_Ucebnice_fyziky/g2%20Dodatky%20na%20web/d2o.pdf>.
- [16] *The university of western Australia* [online]. Dostupné z WWW <<http://www.cmca.uwa.edu.au/facilities/sem/tescan-vega3>>.

- [17] TRUHLÁŘ, M. *Vyhodnocení proudění plynu ve scintilačním detektoru při různých profilech a rozměrech otvorův clonkách tvaru síťky*. Brno: VUT v Brně, FEKT, 2011. 99 strán. Vedúci diplomovej práce bol doc. Ing Jiří Maxa Ph.D.
- [18] ULLMAN, V. *Jaderní fyzika a fyzika ionizujícího záření*. Dostupné z WWW: <<http://astronuklfyzika.cz/strana1.htm>>.

16 Zoznam použitých veličín a skratiek

Tabuľka 16.1: Zoznam použitých veličín

| Značka | Jednotka | Popis |
|------------|-----------------------------------|---|
| A | (m^2) | priemerný prietokový prierez |
| α_0 | $(^\circ)$ | uhlová apertúra objektívu |
| λ | (m) | vlnová dĺžka žiarenia |
| c | (m.s^{-1}) | rýchlosť zvuku |
| c_p | $(\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1})$ | merná tepelná kapacita pri stálom tlaku |
| c_v | $(\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1})$ | merná tepelná kapacita pri stálom objeme |
| d | (m) | priemer potrubia |
| e | (J) | vnútorná energia |
| E | (J) | celková energia |
| F | (N) | sila |
| H | (A.m^{-1}) | intenzita magnetického poľa |
| ij | - | indexy pri veličinách udávajúce sumáciu podľa troch smerov súradníc (Einsteinova sumácia) |
| k | (J) | kinetická energia |
| l | (m) | dĺžková mierka |
| \bar{l} | (m) | stredná voľná dráha |
| M | - | Machovo číslo |
| n | - | index lomu prostredia pred objektívom |
| N_v | (m^{-3}) | koncentrácia častíc plynu |
| p | (Pa) | statický tlak |
| Q_H | (J.m^{-3}) | prívod či odvod tepla vzťahnutý na jednotku objemu |
| q_i | (m^2K) | tok tepla difúzny |
| R | - | všeobecná plynová konštanta |
| Re | - | Reynoldsovo číslo |
| S | (m^2) | plocha |
| T | (K) | teplota plynu |
| T_t | (s) | časová mierka prenosu turbulentých vírov |
| T_v | (s) | časová mierka molekulárnej difúzie |
| τ | (Pa) | tenzor väzkých napätí |
| u | (m.s^{-1}) | rýchlostná mierka |
| v, u | (m.s^{-1}) | rýchlosť tekutiny |
| v_s | (m.s^{-1}) | stredná rýchlosť v potrubí |
| x_k | (m) | vzdialenosť od nábežnej hrany v ktorej medzná vrstva prechádza do turbulentnej |

| Značka | Jednotka | Popis |
|---------------|------------------------------------|---|
| κ | - | Poissonova konštanta |
| μt | (Pa.s) | turbulentná viskozita |
| ρ | (kg.m ⁻³) | hustota plynu |
| ε | (m ² .s ⁻³) | rýchlosť disipácie (pre jednotku hmotnosti) |
| η | (m) | Kolmogorovovo meritko |
| ν | (m ² .s ⁻¹) | kinematická viskozita |
| z | (s ⁻¹) | počet zrážok molekúl |

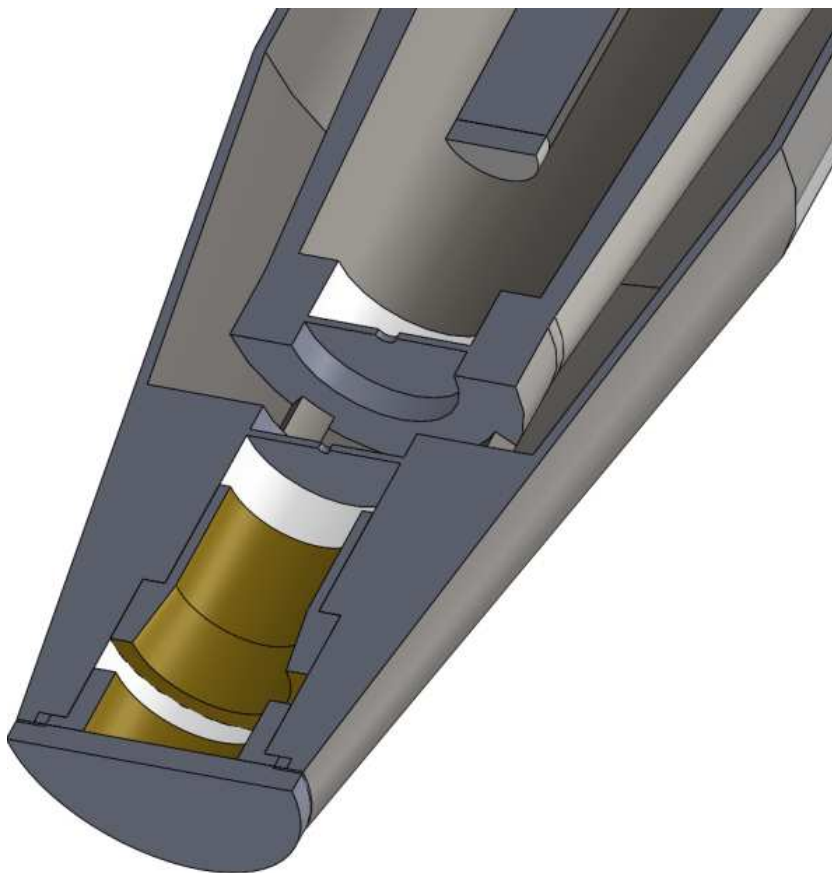
Tabuľka 16.2: Zoznam použitých skratiek

| Skratka | Anglicky | Slovensky |
|---------------|---|---|
| AFM | atomic force microscope | atómový silový mikroskop |
| BSE | back scattered electrons | späťne odrazené elektróny |
| CAD | computer-aided design | počítačom podporovaný návrh |
| CAE | computer-aided engineering | počítačová podpora inžinierskych prác |
| CFM | chemical force mikroskop | chemický silový mikroskop |
| EBIC | electron-beam-induced current | prúd indukovaný elektrónovým zväzkom |
| EPD | electronic definition fo product | elektronická definícia produktu |
| EREM/ ESEM | enviromental scanning electron microscope | enviromentálny rastrovací elektrónový mikroskop |
| FEG | field emission gun | autoemisná katóda |
| LM | light microscope | optický mikroskop |
| PE | primary electrons | primárne elektróny |
| REM/ SEM | scanning electron microscope | rastrovací elektrónový mikroskop |
| SC | specimen curretn | prúd vzorkou |
| SE | secondary electrons | sekundárne elektróny |
| SPM | scanning probe microscope | skenovací sondový mikroskop |
| STEM | scanning transmission electron microscope | skenovací transmisný elektrónový mikroskop |
| STM | scanning tunneling microscope | skenovací tunelový mikroskop |
| TEM | transmission electron microscopy | transmisný elektrónový mikroskop |
| X | X-ray | röntgenové žiarenie |
| YAG | yttrium aluminium garnet | yttrium aluminium garnet |

17 Príloha 1

17.1 Detektor s clonkami s ostrými hranami

Na Obrázku 17.1 môžeme vidieť detektor s ostrými hranami cloniek v reze. Analýza prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek s držiakom svetlovodu a bez držiaka svetlovodu bola vykonaná pri troch rôznych statických tlakoch na hrdle detektora 500, 1000 1500 Pa. Pri každom nastavenom statickom tlaku na hrdle detektora bola vykonaná analýza priebehu tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. Výsledky analýz je možné vidieť v nasledujúcich odstavcoch.

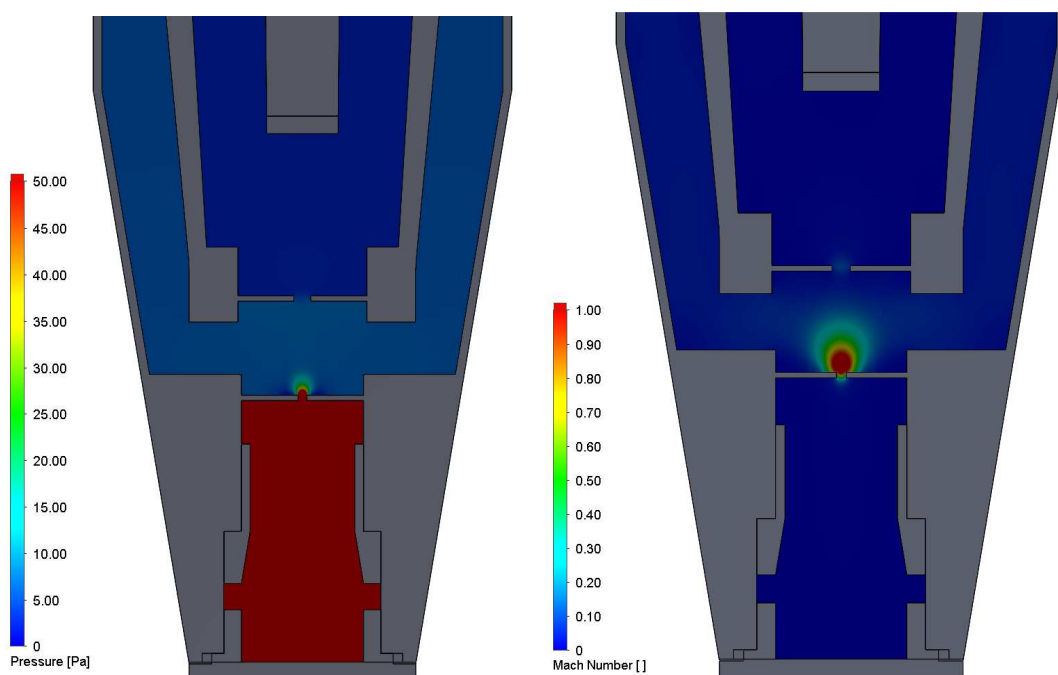


Obrázok 17.1: Rez detektora s ostrými hranami cloniek

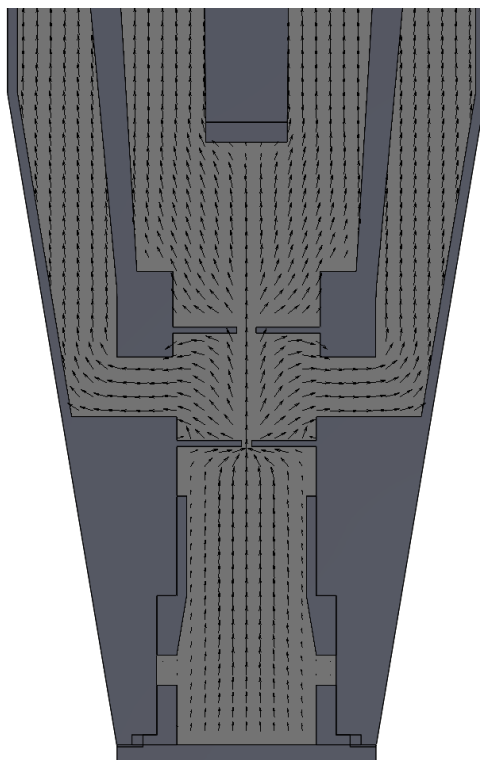
17.1.1 Statický tlak 500 Pa na hrdle detektora

Detektor s držiakom svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 17.2. Maximálna hodnota Machovho čísla je 1,61 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 15,68 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 3,22 Pa. Na Obrázku 17.3 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

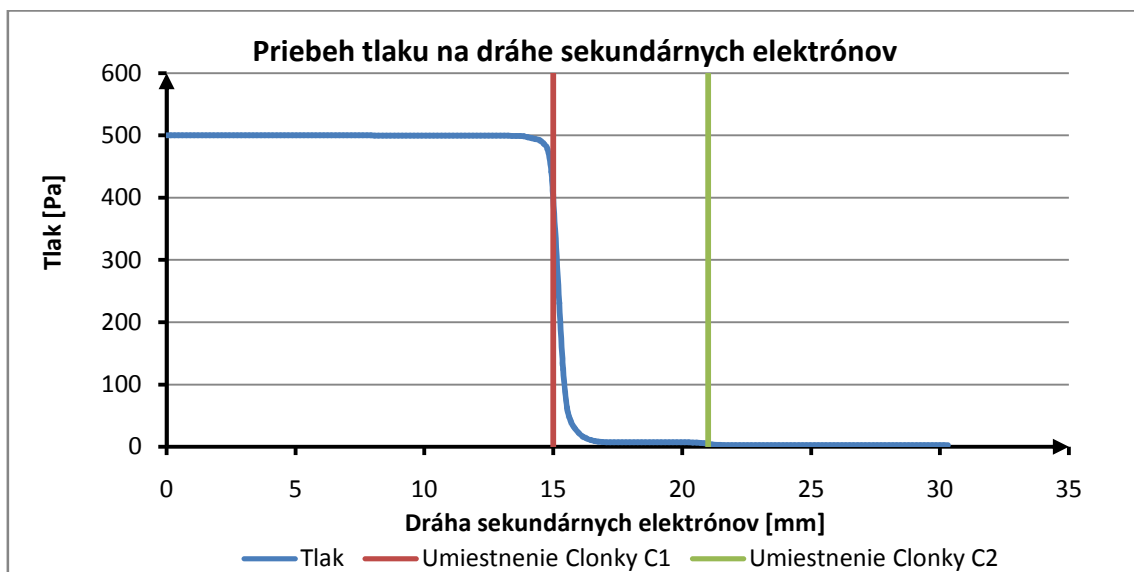


Obrázok 17.2: Pribeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa



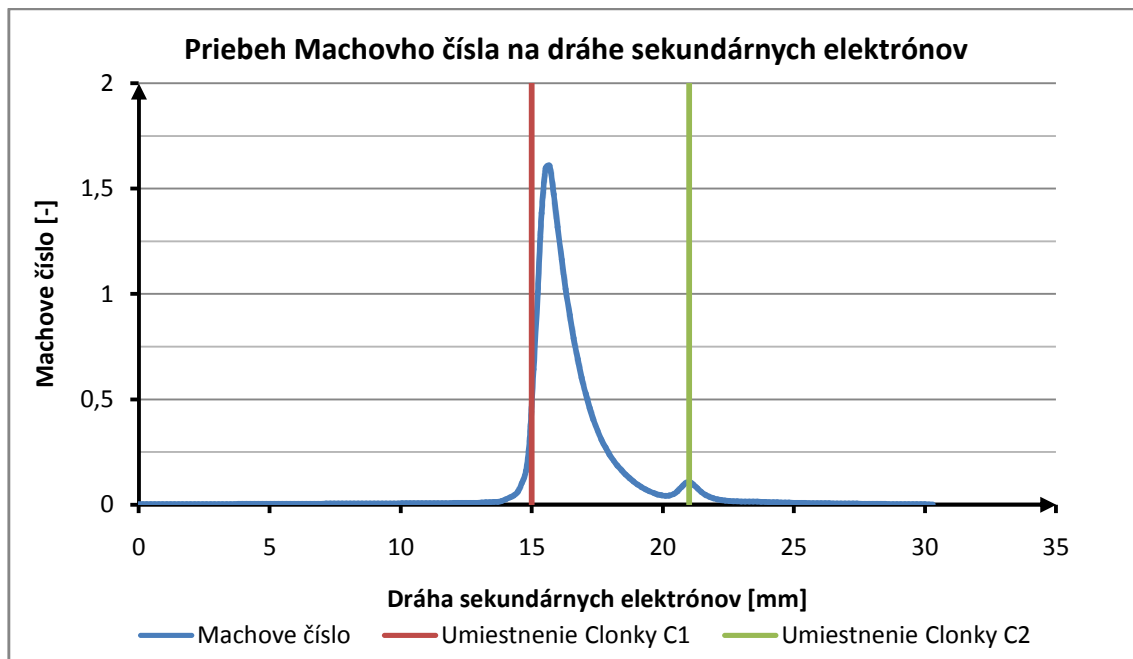
Obrázok 17.3: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 17.1 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 10 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 3,22 Pa.



Graf 17.1: Priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

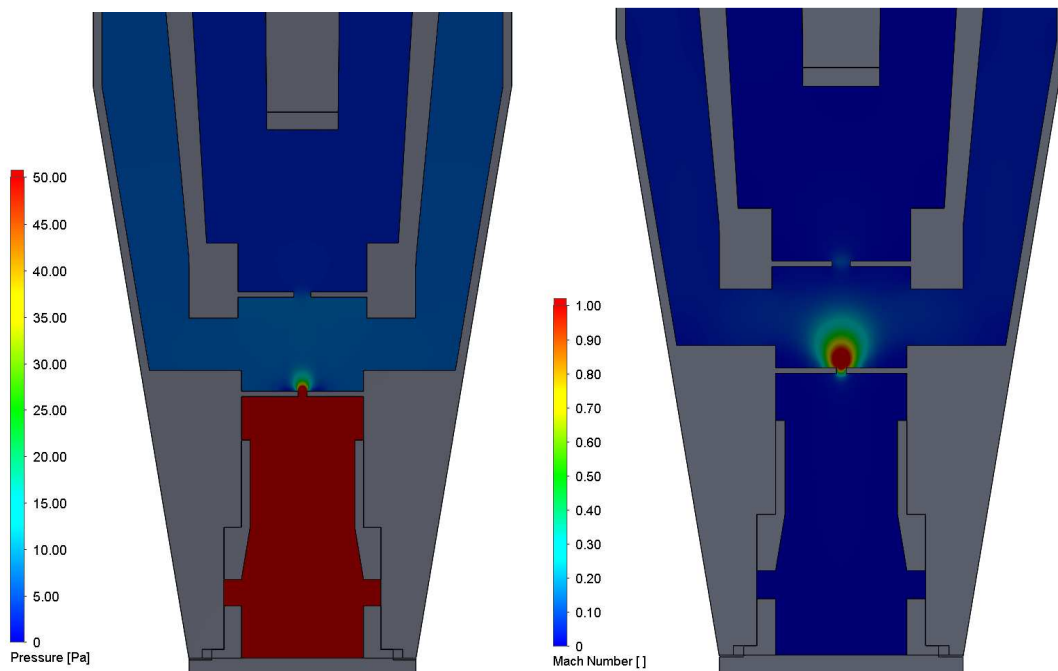
Na Grafe 17.2 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 1,61 vo vzdialenosti 15,68 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,14.



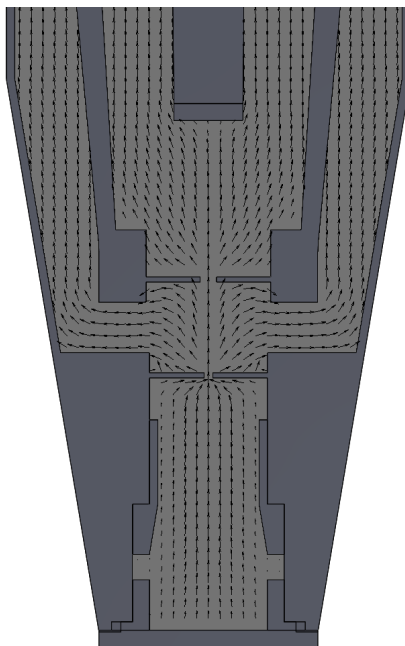
Graf 17.2: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Detektor bez držiaka svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 17.4. Maximálna hodnota Machovho čísla je 1,61, ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 15,68 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 2,52 Pa. Na Obrázku 17.5 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

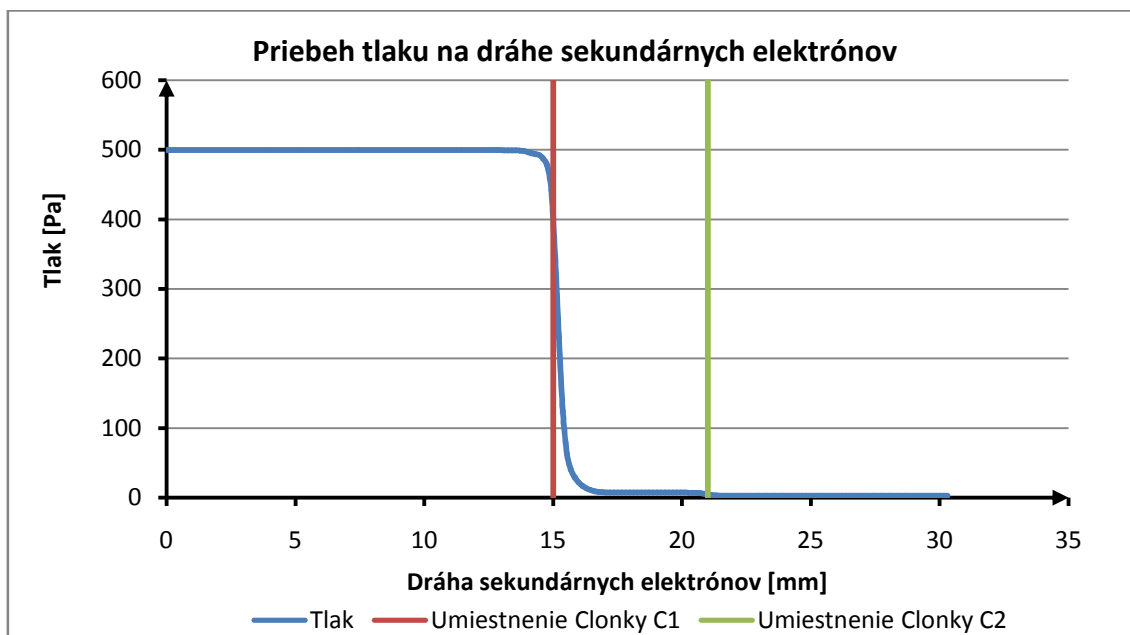


Obrázok 17.4: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla (vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa



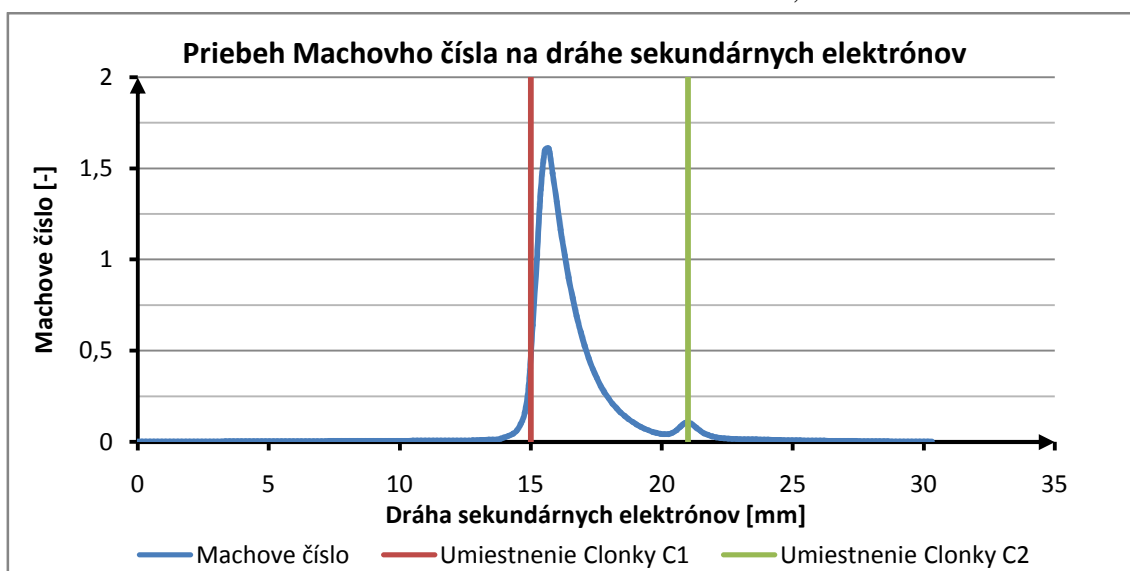
Obrázok 17.5: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 17.3 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 9 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 2,53 Pa.



Graf 17.3: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 17.4 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 1,61 vo vzdialenosti 15,68 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,13.

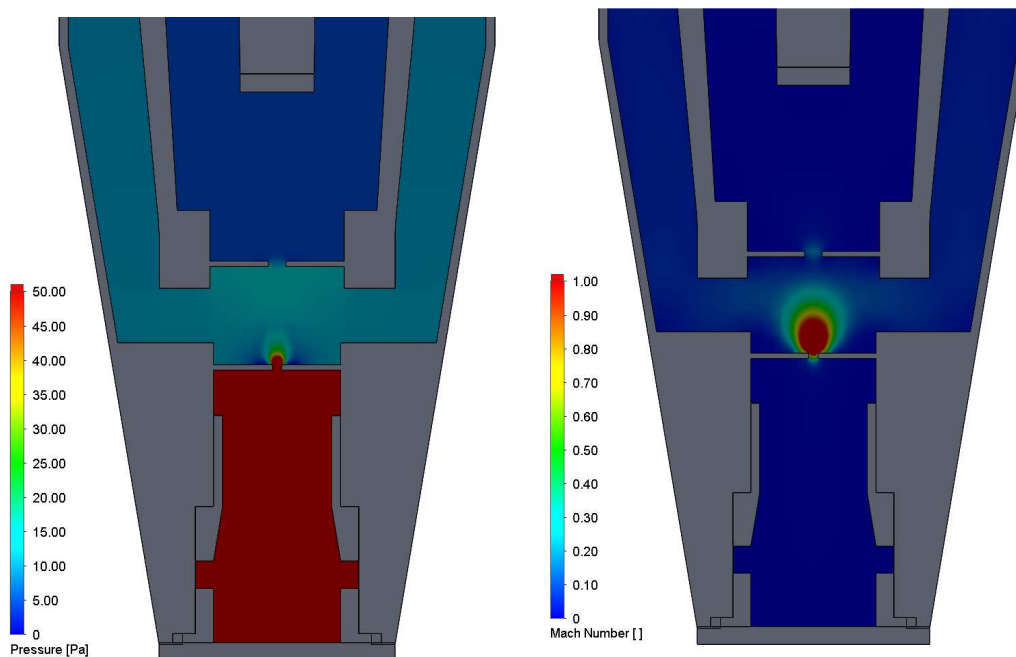


Graf 17.4: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

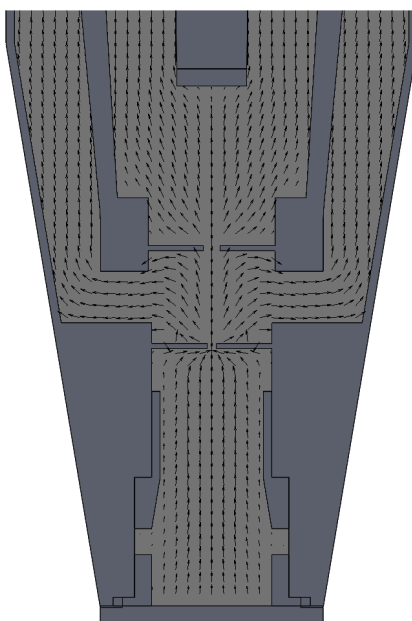
17.1.2 Statický tlak 1000 Pa na hrdle detektora

Detektor s držiakom svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 17.6. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,33 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 15,84 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 4,34 Pa. Na Obrázku 17.7 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

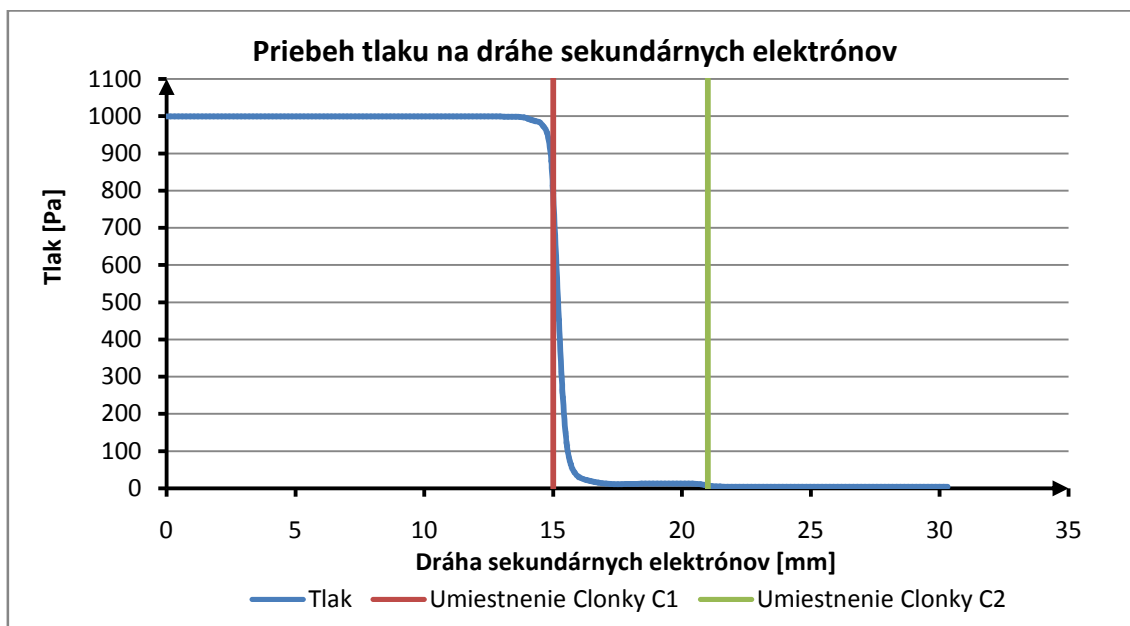


Obrázok 17.6: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa



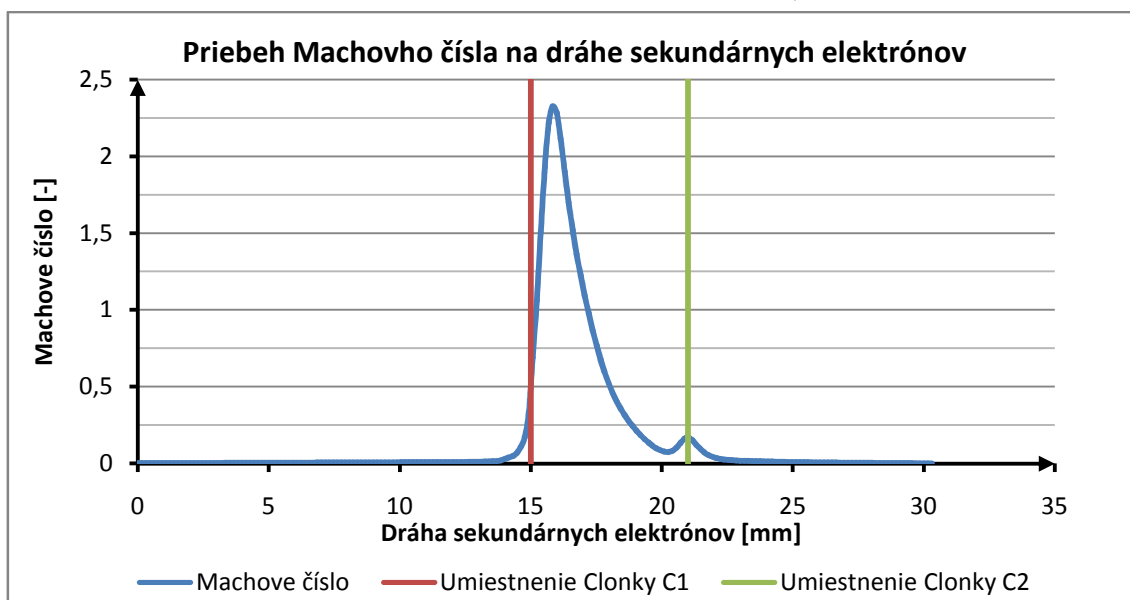
Obrázok 17.7: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 17.5 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 12 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 4,34 Pa.



Graf 17.5: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

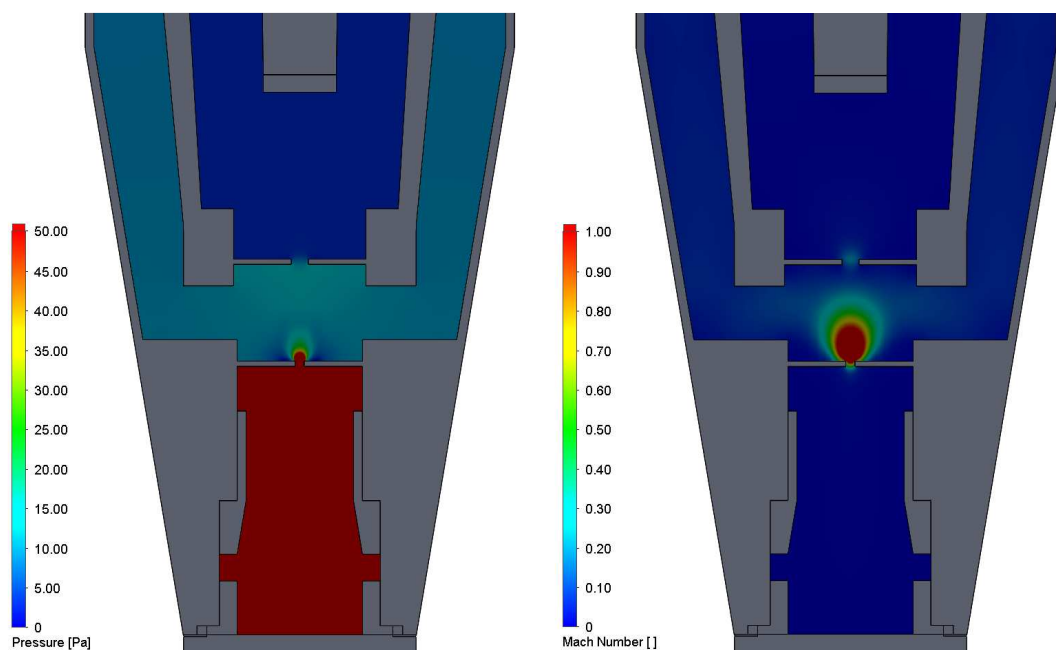
Na Grafe 17.6 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,33 vo vzdialenosti 15,84 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,17.



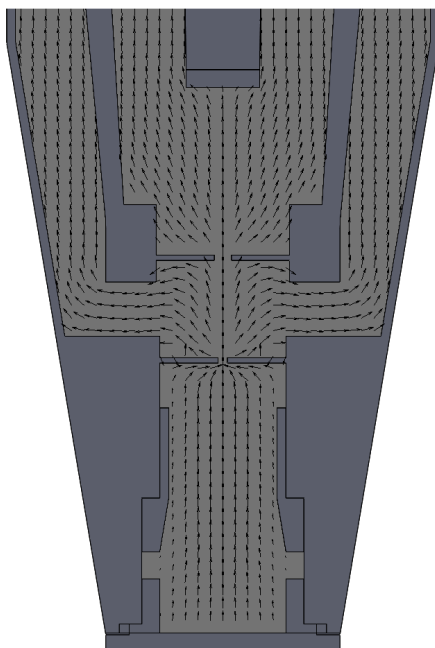
Graf 17.6: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Detektor bez držiaka svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 17.8. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,33 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 15,84 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 2,66 Pa. Na Obrázku 17.9 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

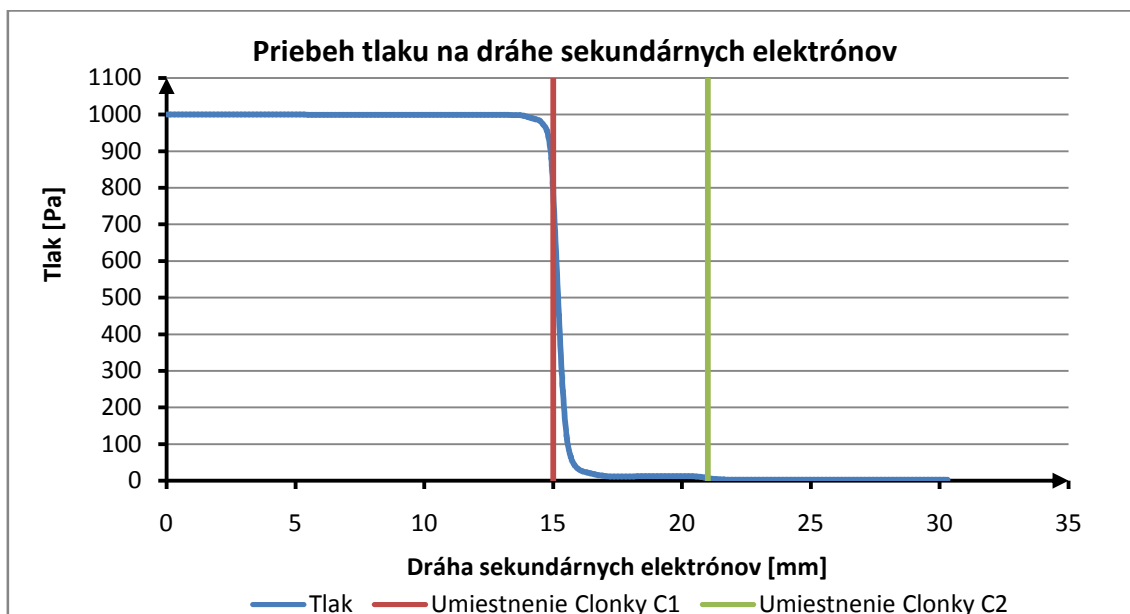


Obrázok 17.8: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa



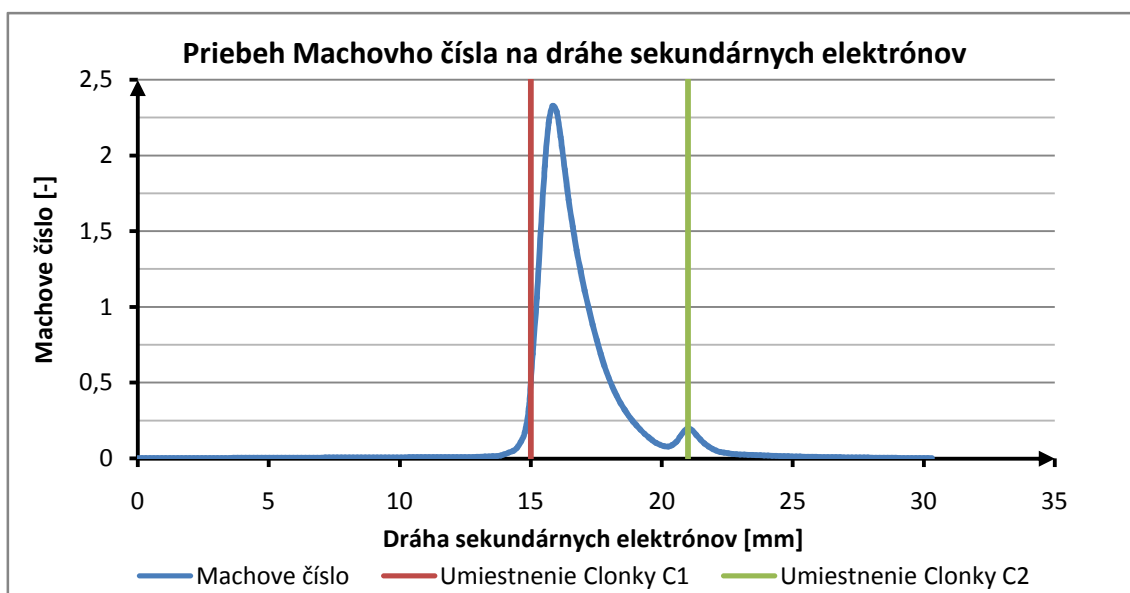
Obrázok 17.9: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 17.7 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 11 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 2,66 Pa.



Graf 17.7: Priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 17.8 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,33 vo vzdialenosti 15,84 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,20.

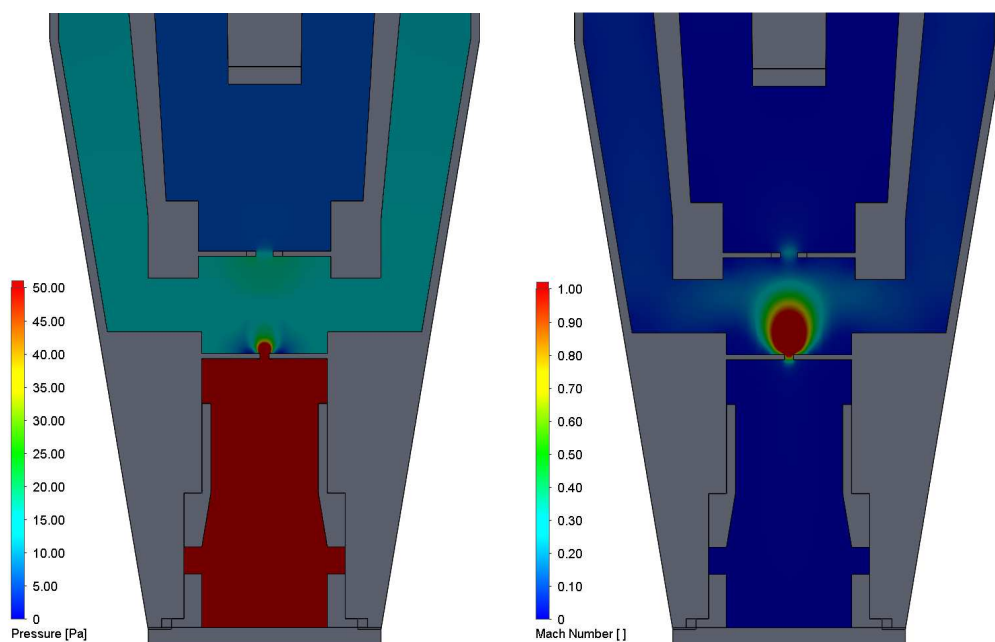


Graf 17.8: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

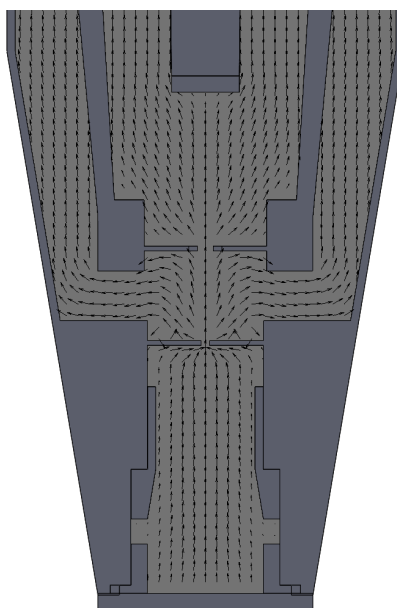
17.1.3 Statický tlak 1500 Pa na hrdle detektora

Detektor s držiakom svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 17.10. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,80 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,14 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 5,46 Pa. Na Obrázku 17.11 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

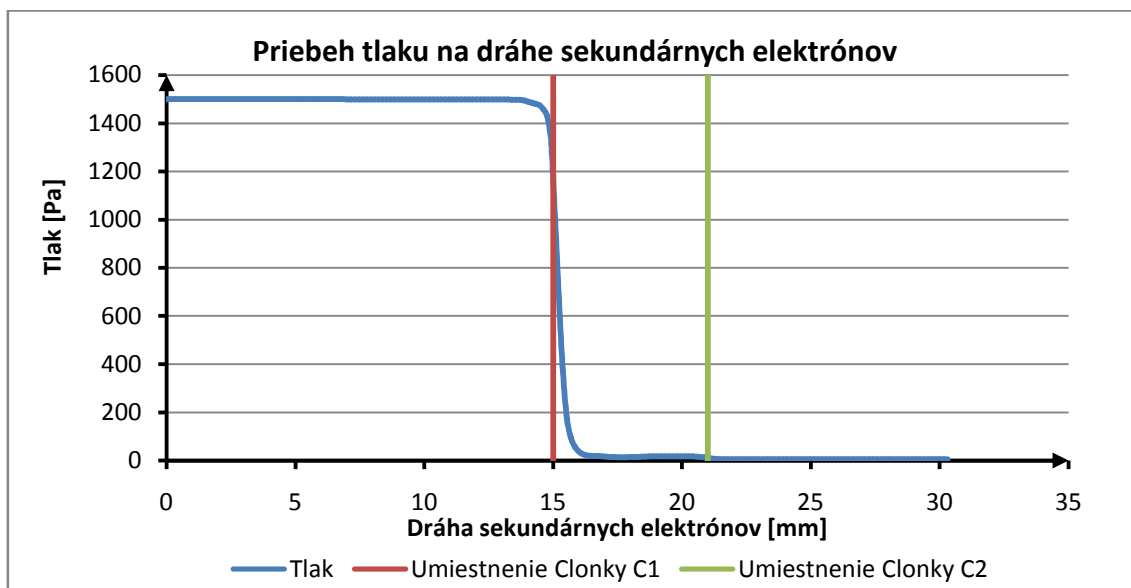


Obrázok 17.10: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa



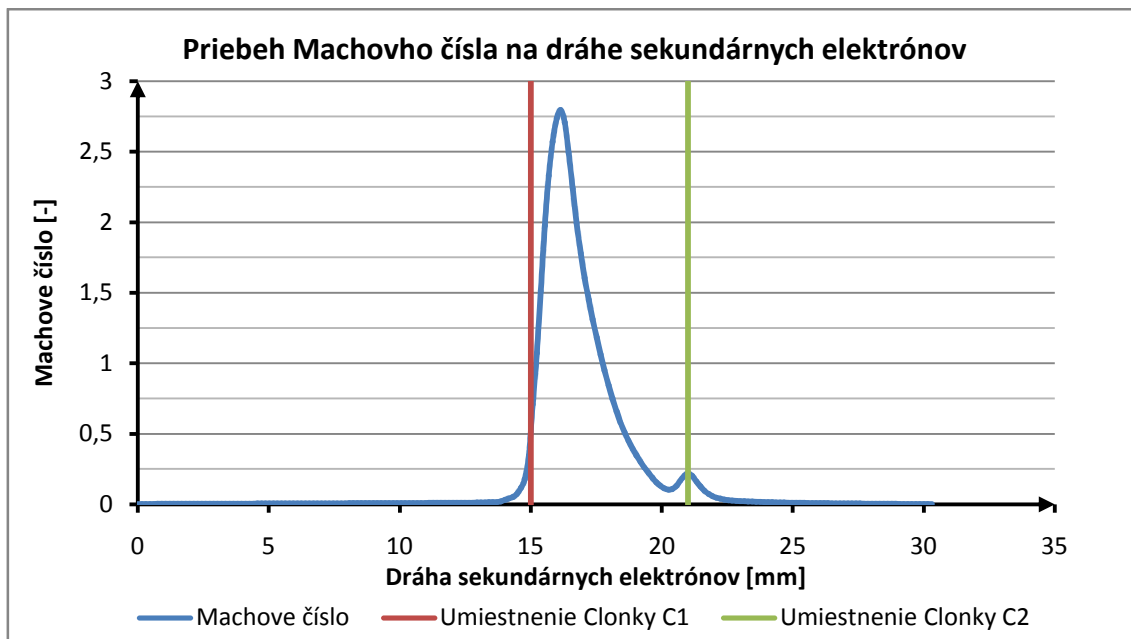
Obrázok 17.11: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 17.9 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 15 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 5,46 Pa.



Graf 17.9: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

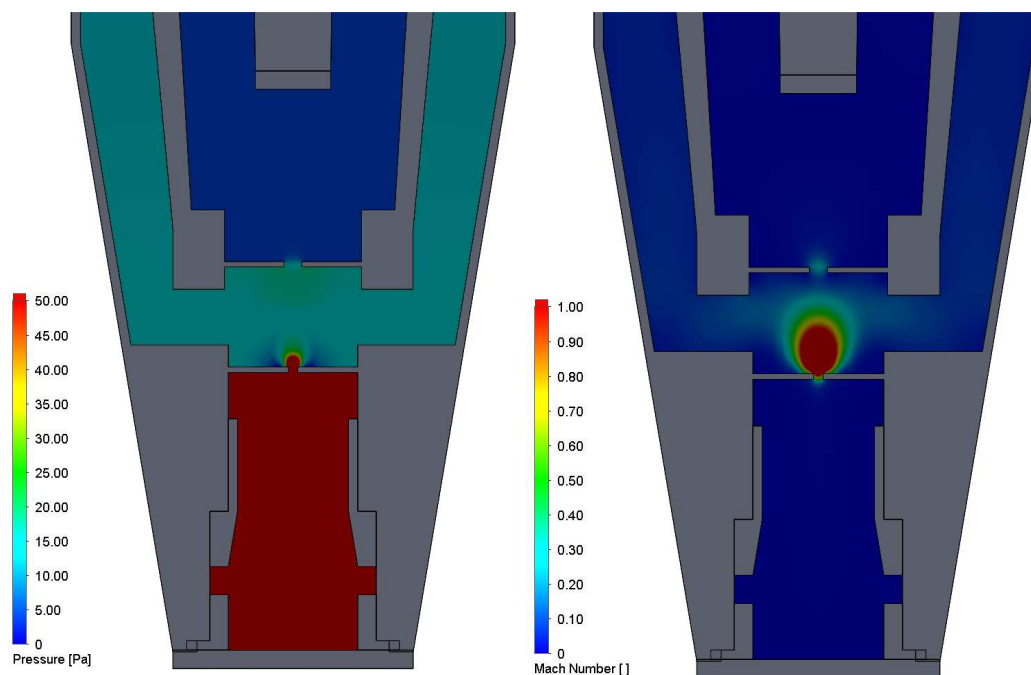
Na Grafe 17.10 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,80 vo vzdialenosti 16,14 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,22.



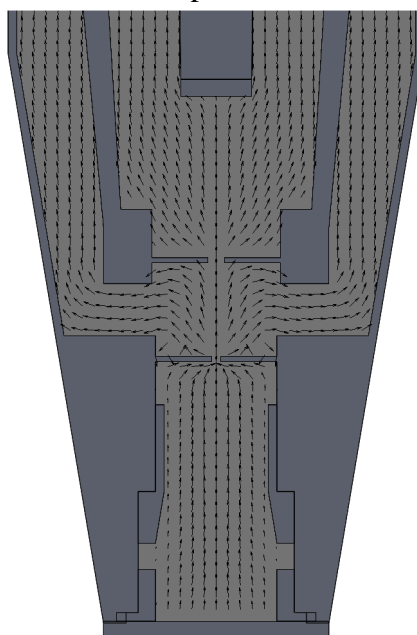
Graf 17.10: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Detektor bez držiaka svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov je možné vidieť na Obrázku 17.12. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,80 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,14 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 3,99 Pa. Na Obrázku 17.13 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

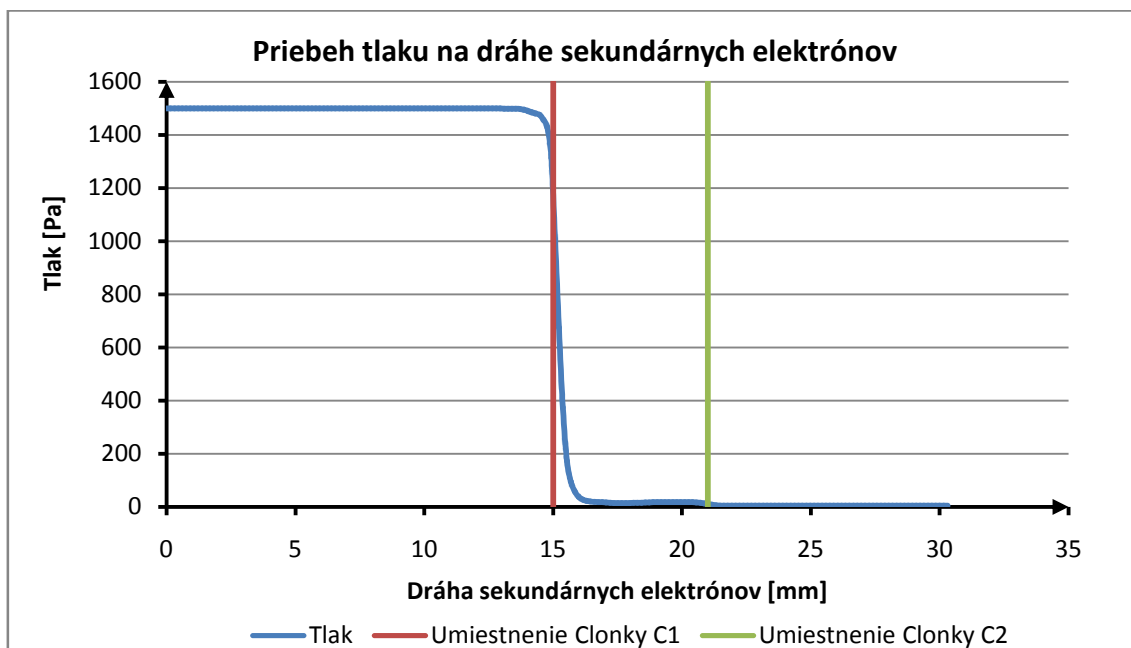


Obrázok 17.12: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla (vpravo) v detektore s clonkami s ostrými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa



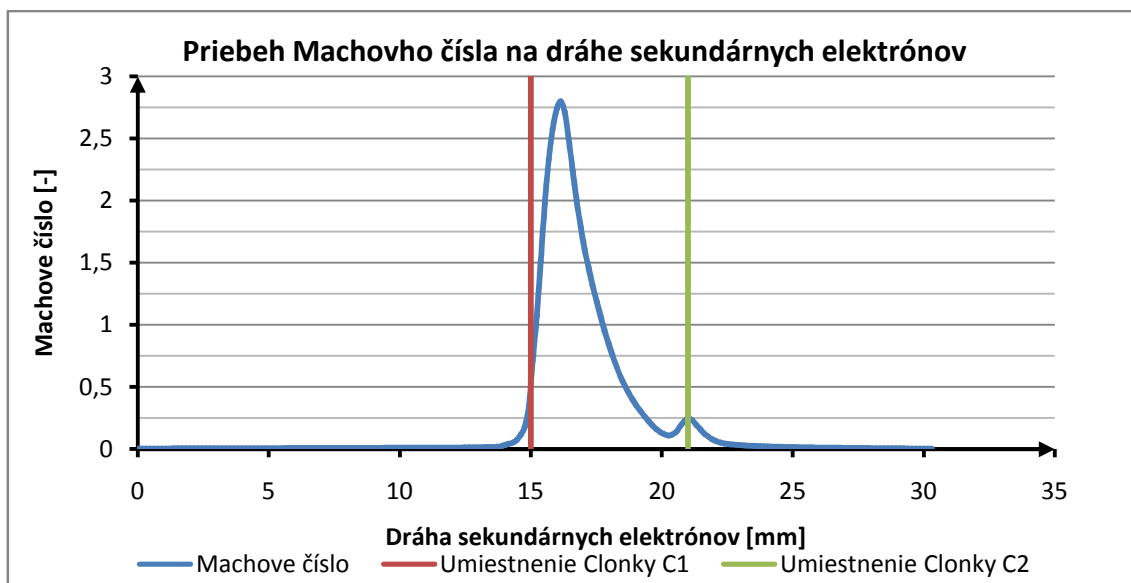
Obrázok 17.13 Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 17.11 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 14 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 3,99 Pa.



Graf 17.11: Priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 17.12 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,80 vo vzdialenosti 16,14 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,25.

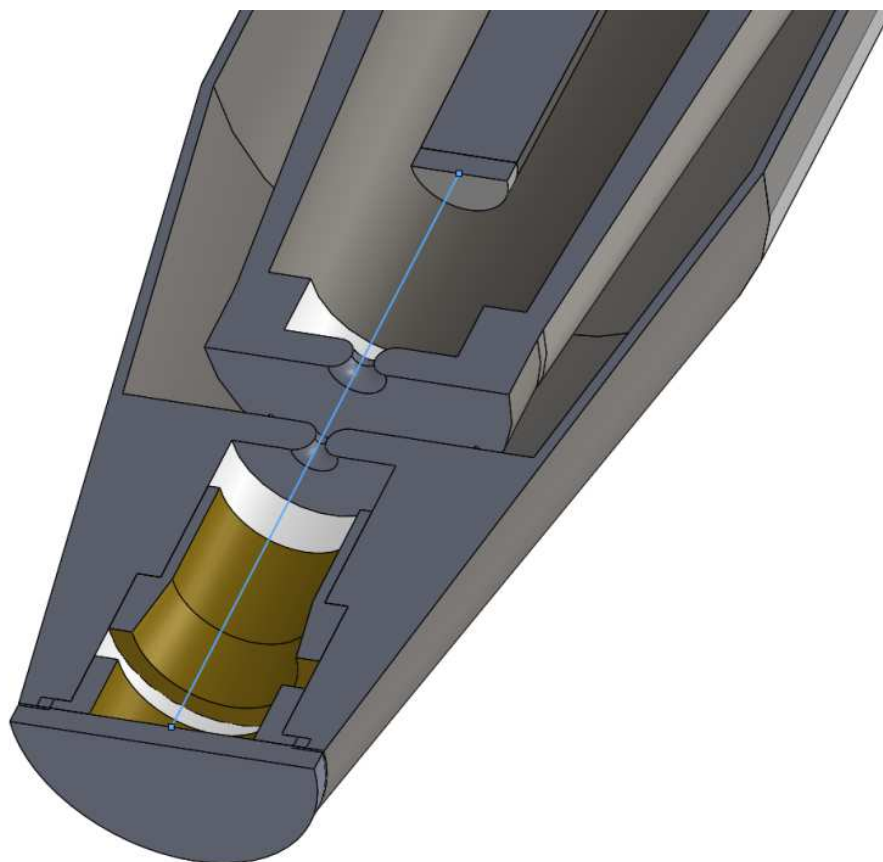


Graf 17.12: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov v detektore s ostrými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

18 Príloha 2

18.1 Clonky so zaoblenými hranami

Na Obrázku 18.1 môžeme vidieť detektor so zaoblenými hranami cloniek v reze. Analýza prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek s držiakom svetlovodu a bez držiaka svetlovodu bola vykonaná pri troch rôznych statických tlakoch na hrdle detektora 500, 1000 1500 Pa. Pri každom nastavenom statickom tlaku na hrdle detektora bola vykonaná analýza priebehu tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. Výsledky analýz je možné vidieť v nasledujúcich odstavcoch.

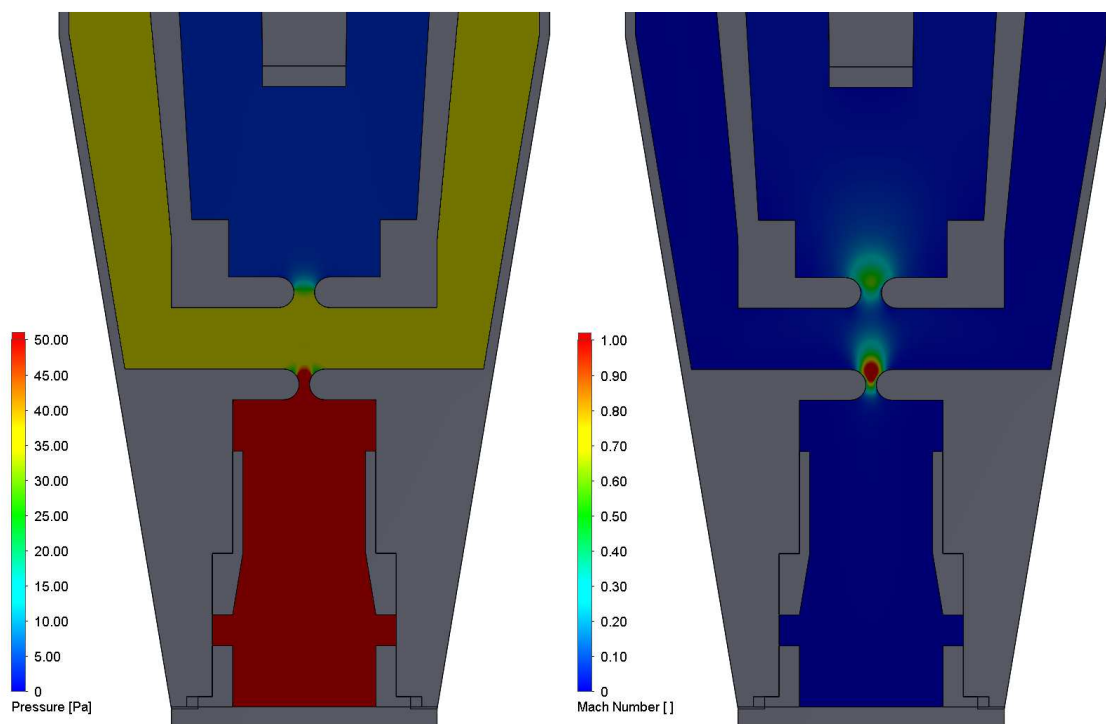


Obrázok 18.1: Detail cloniek so zaoblenými hranami

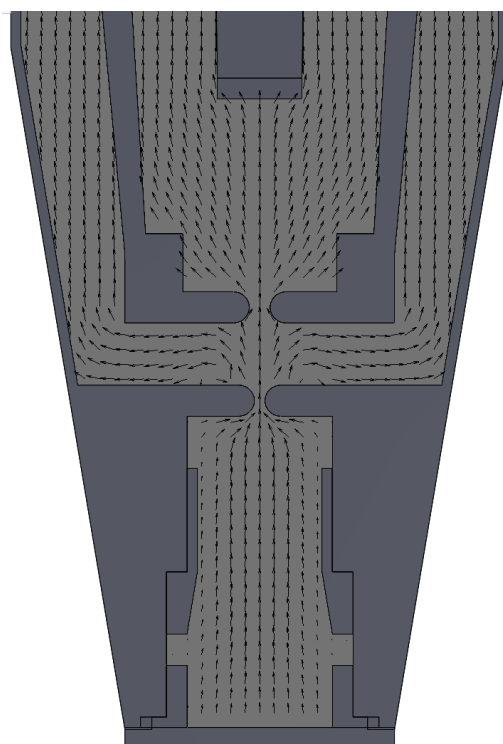
18.1.1 Statický tlak na hrdle detektora 500 Pa

Detektor s držiakom svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 18.2. Maximálna hodnota Machovho čísla je 1,44 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,29 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 3,15 Pa. Na Obrázku 18.3 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

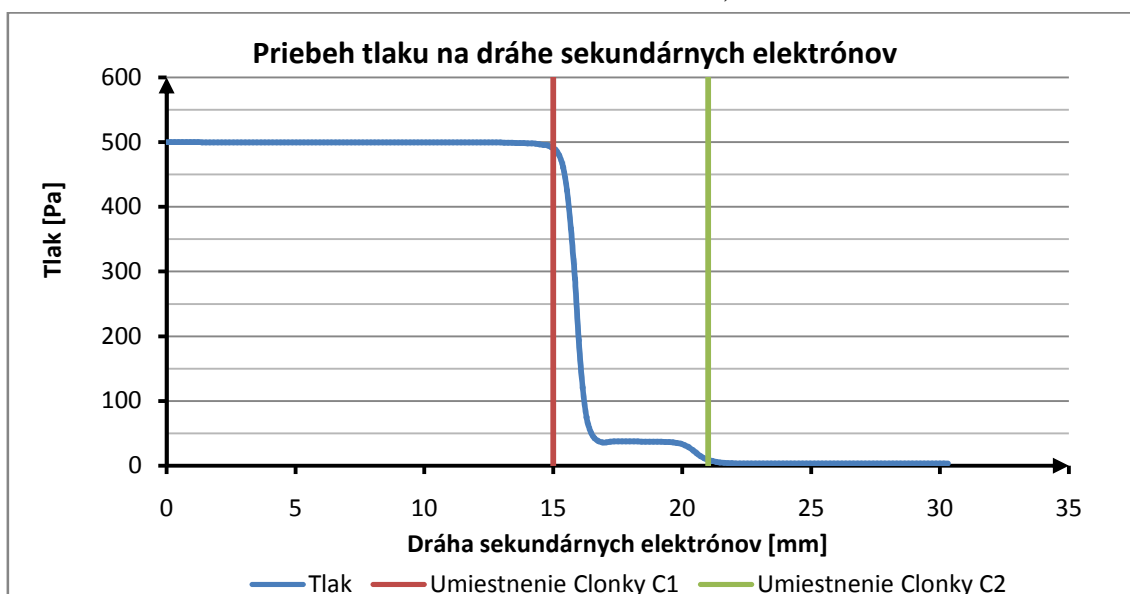


Obrázok 18.2: Pribeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa



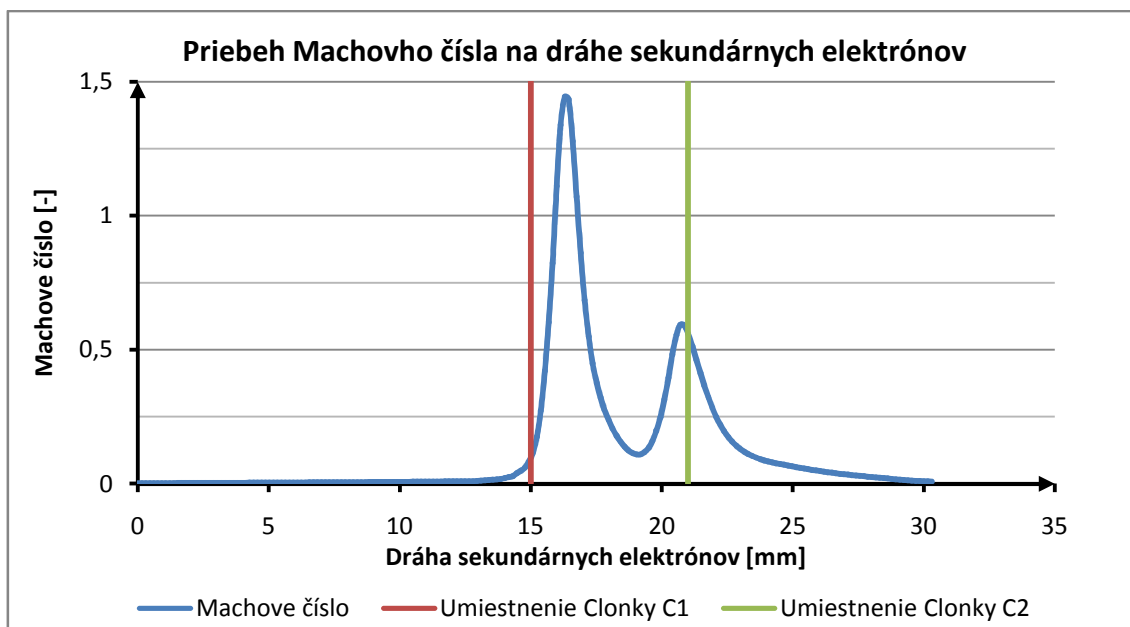
Obrázok 18.3: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 18.1 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 35 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 3,15 Pa.



Graf 18.1: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

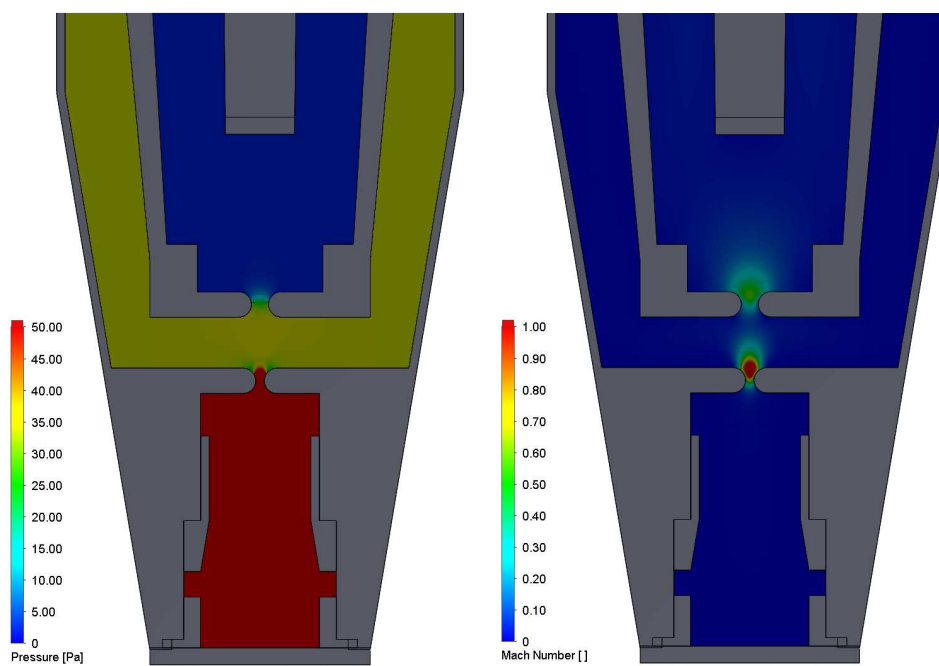
Na Grafe 18.2 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 1,44 vo vzdialenosti 16.29 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,59.



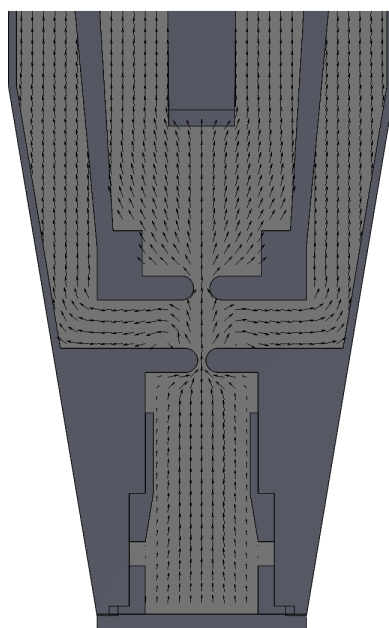
Graf 18.2: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Detektor bez držiaka svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 18.4. Maximálna hodnota Machovho čísla je 1,44, ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,29 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 2,01 Pa. Na Obrázku 18.5 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

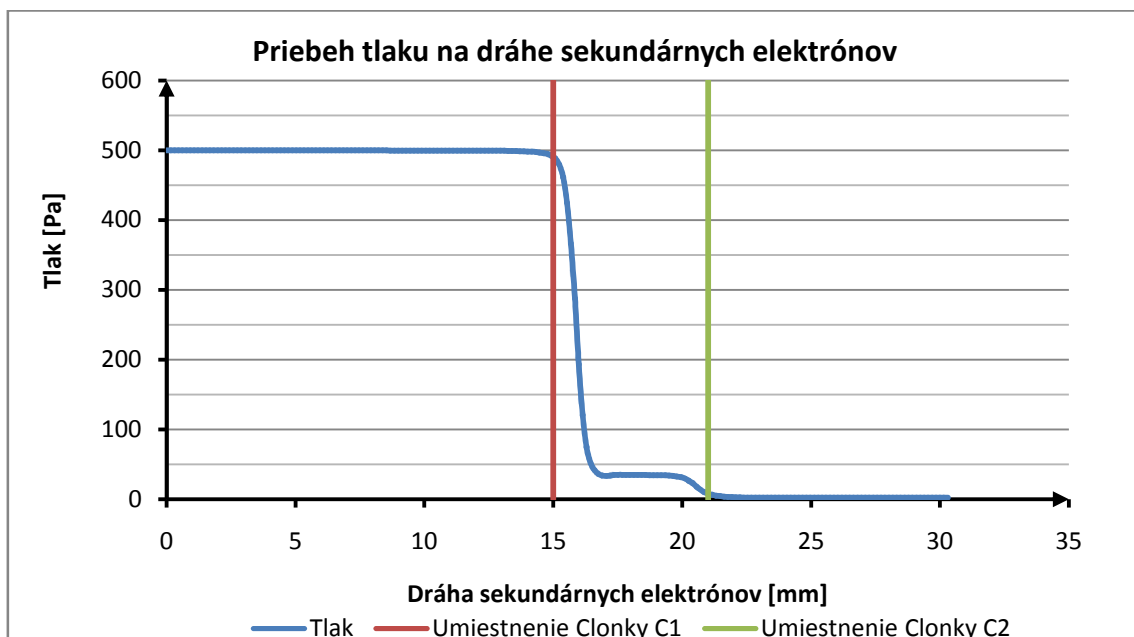


Obrázok 18.4: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla (vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa



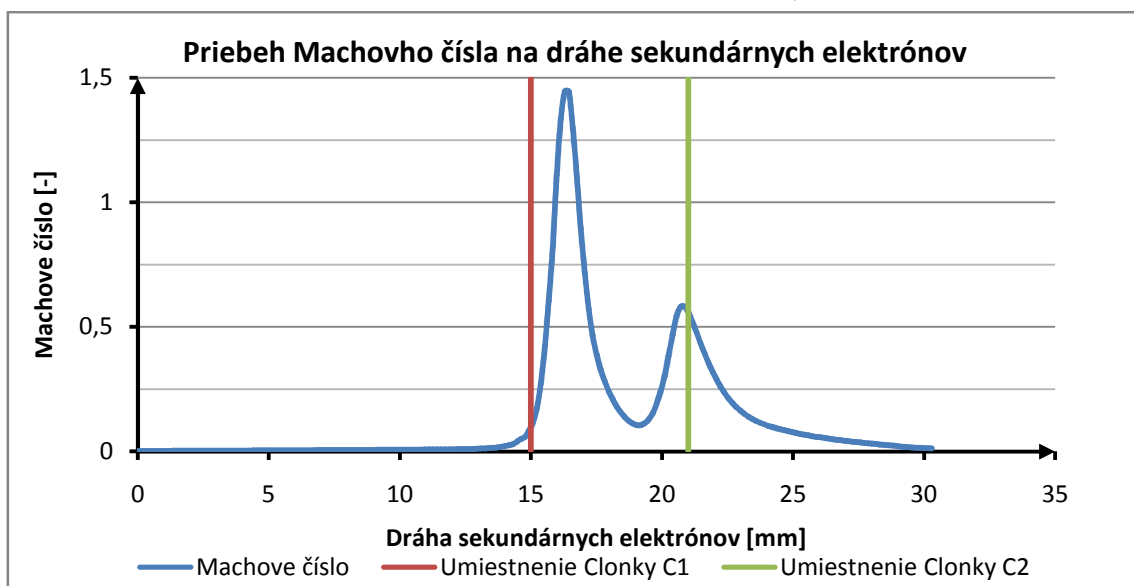
Obrázok 18.5: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 18.3 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 33 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 2,01 Pa.



Graf 18.3: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 18.4 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 1,44 vo vzdialenosti 16,29 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,58.

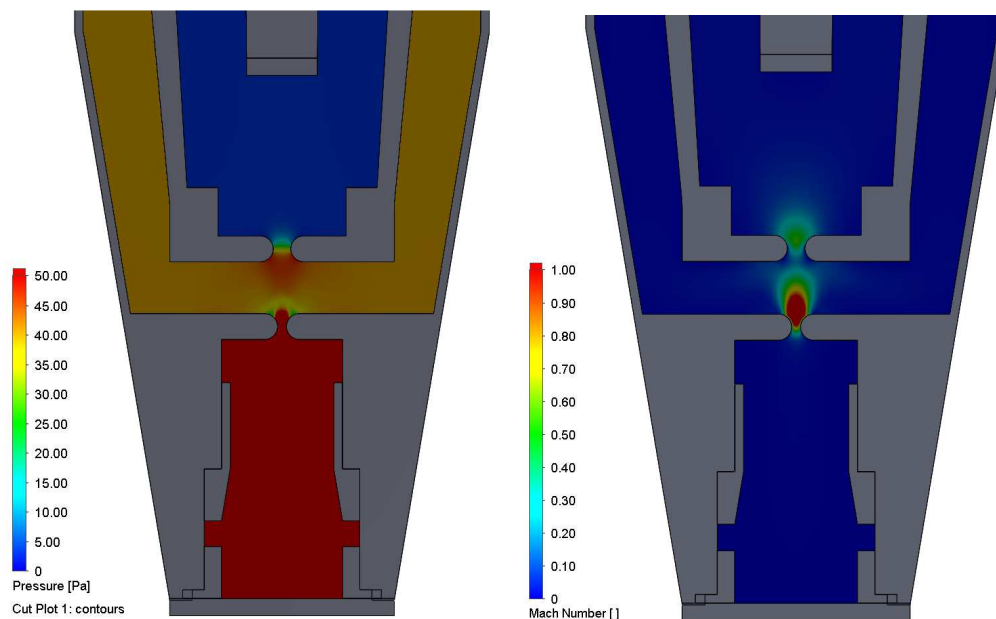


Graf 18.4: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

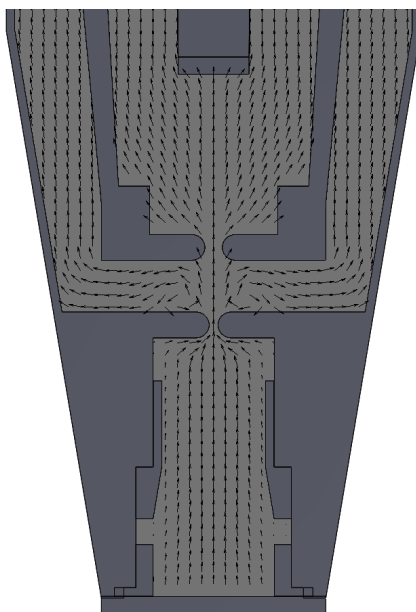
18.1.2 Statický tlak na hrdle detektora 1000 Pa

Detektor s držiakom svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 18.6. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,11 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,59 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 3,14 Pa. Na Obrázku 18.7 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

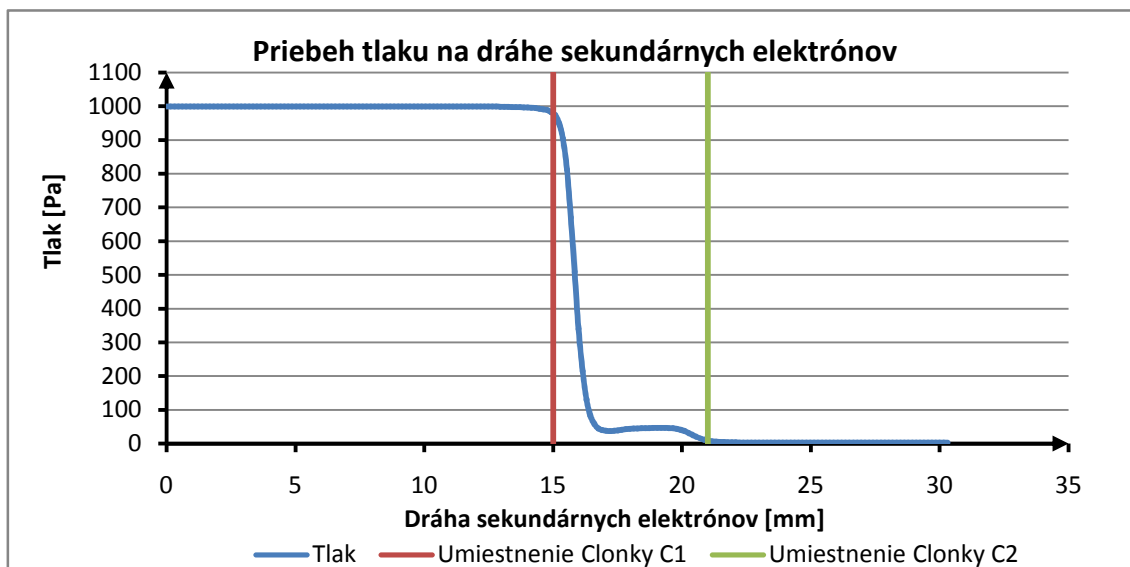


Obrázok 18.6: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa



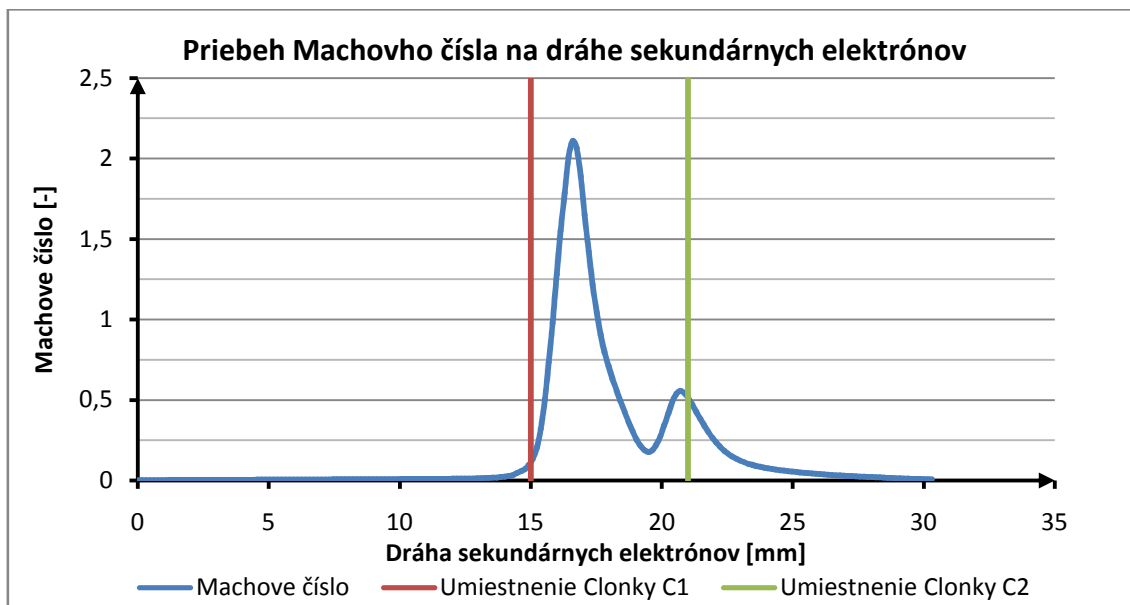
Obrázok 18.7: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 18.5 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 38 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 3,14 Pa.



Graf 18.5: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

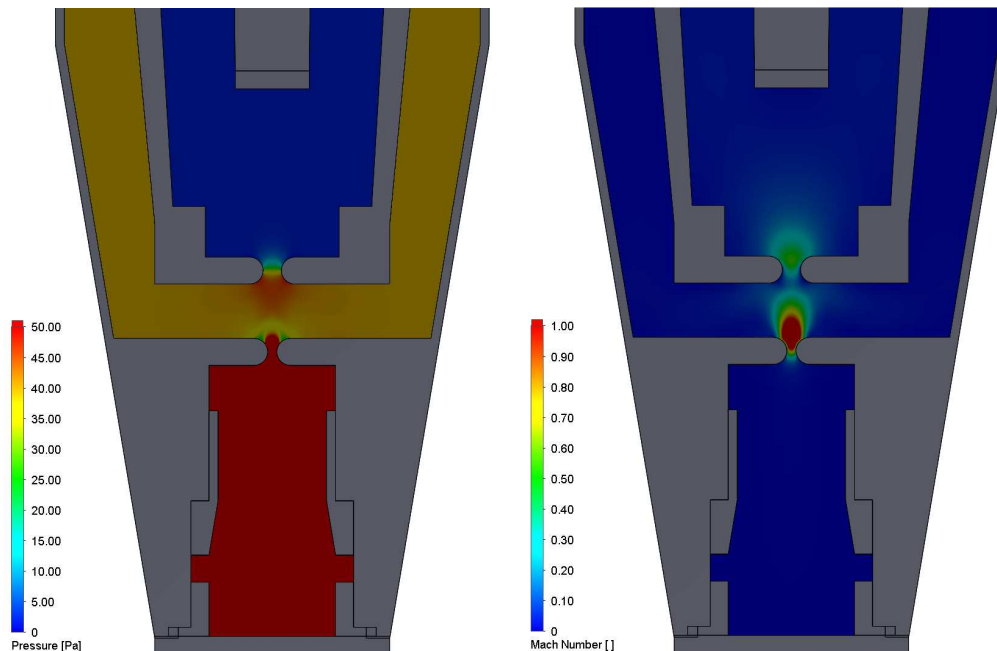
Na Grafe 18.6 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,11 vo vzdialenosti 16,59 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,56.



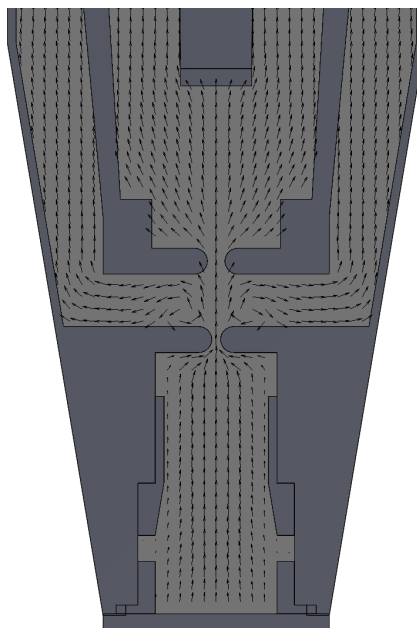
Graf 18.6: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Detektor bez držiaka svetlovodu

Rozloženie tlaku a Machovho čísla v detektore je možné vidieť na Obrázku 18.8. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,11 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,60 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 1,95 Pa. Na Obrázku 18.9 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

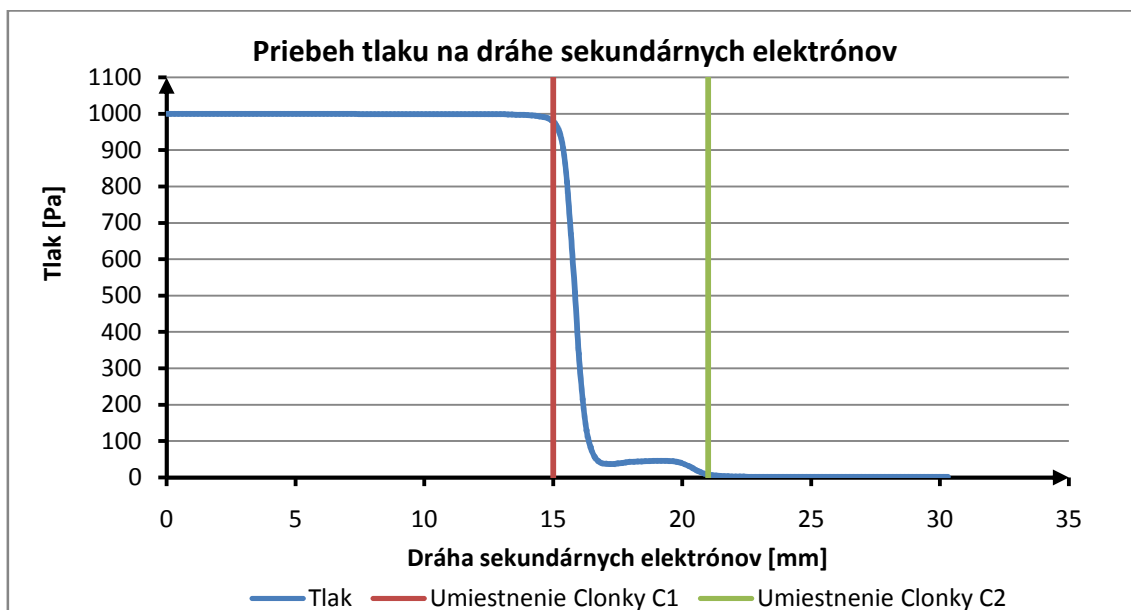


Obrázok 18.8: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa



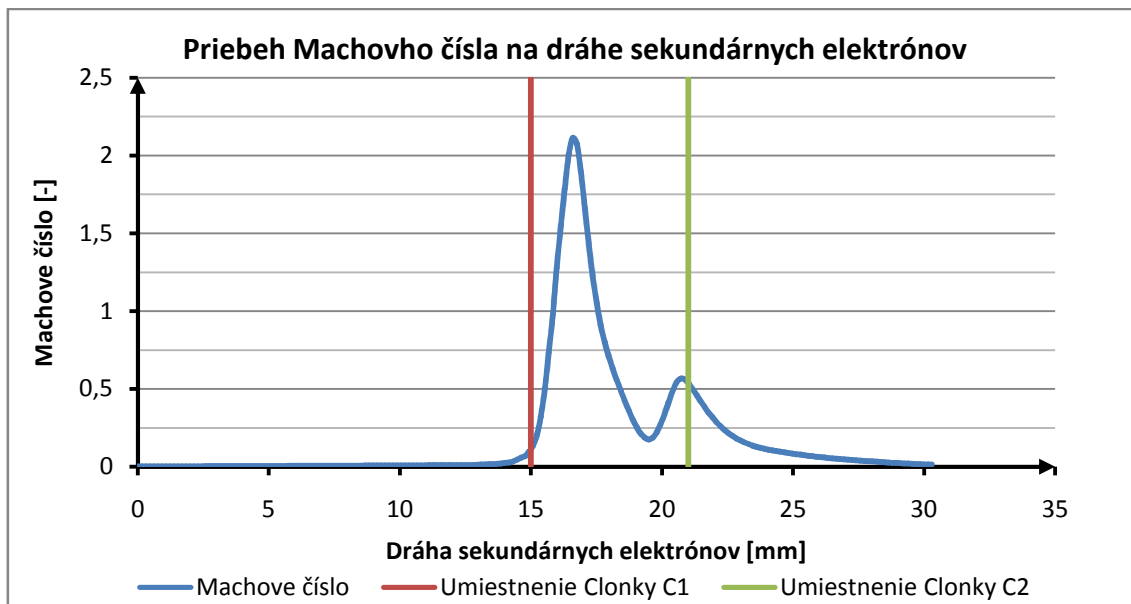
Obrázok 18.9: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 18.7 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 40 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 1,95 Pa.



Graf 18.7: Priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 18.8 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,11 vo vzdialenosti 16,60 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,57.

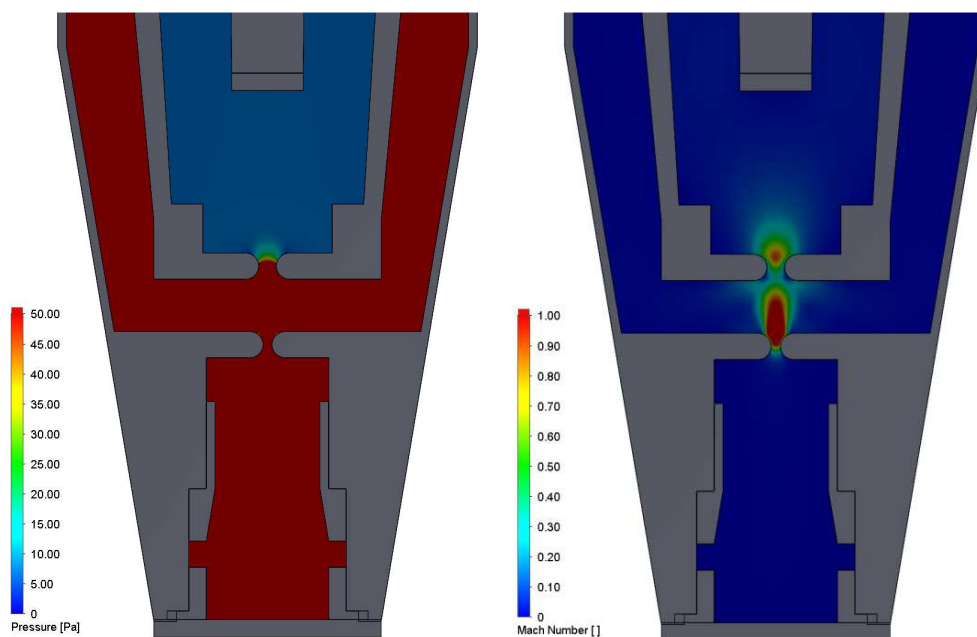


Graf 18.8: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

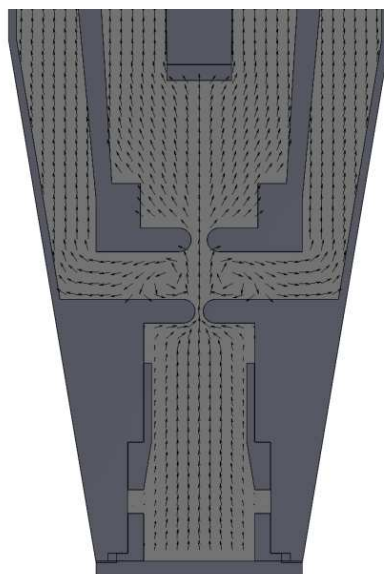
18.1.3 Statický tlak na hrdle detektora 1500 Pa

Detektor s držiakom svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 18.10. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,48, ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,75 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 7,12 Pa. Na Obrázku 18.11 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

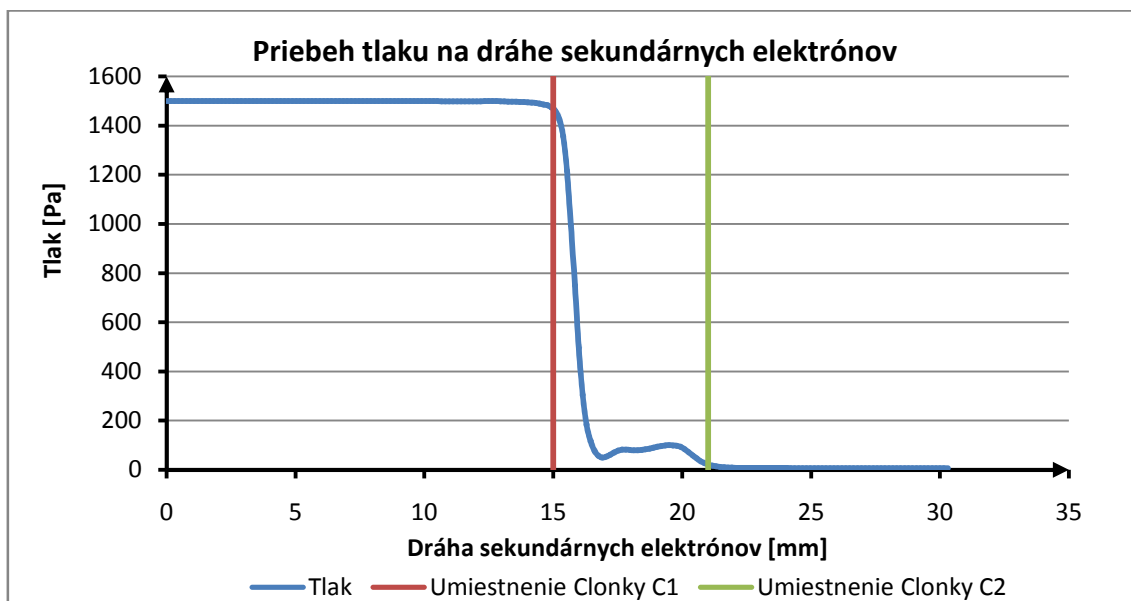


Obrázok 18.10: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla (vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa



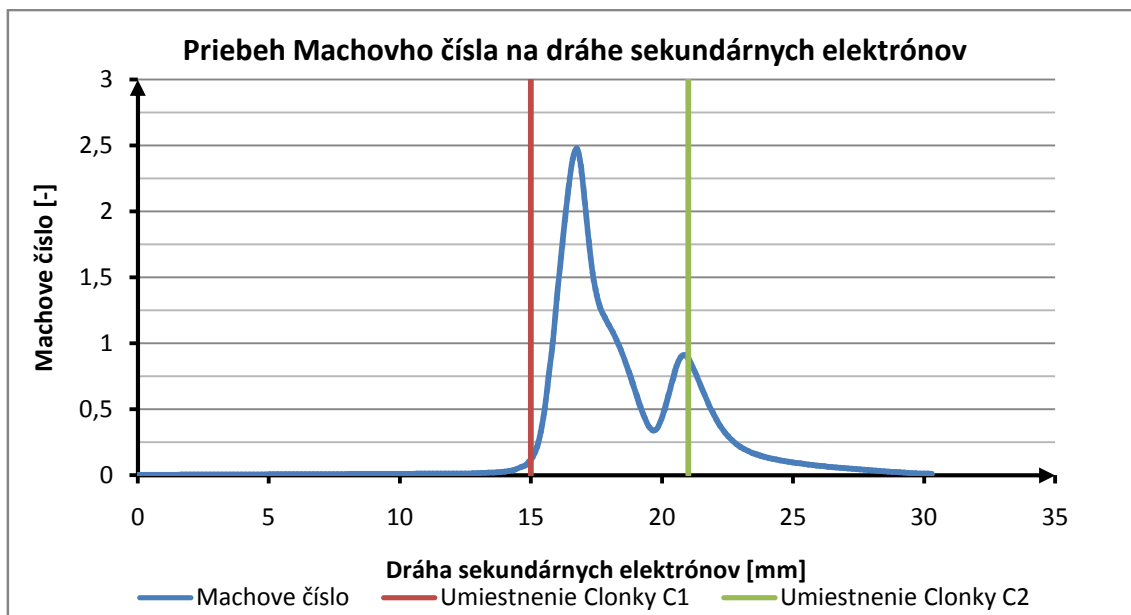
Obrázok 18.11: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 18.9 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 80 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 7,12 Pa.



Graf 18.9: Priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

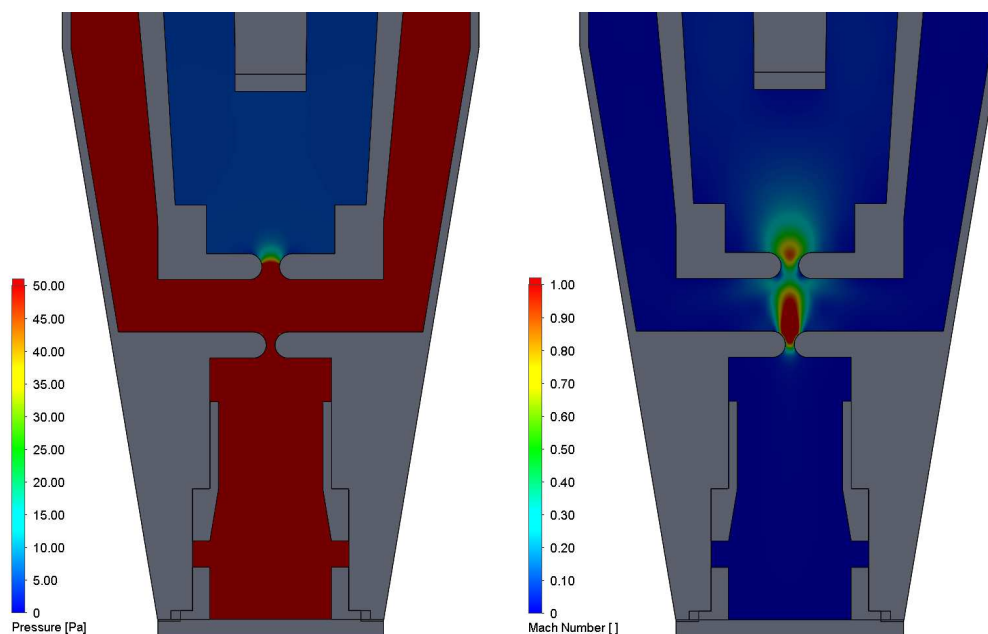
Na Grafe 18.10 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,48 vo vzdialenosti 16,75 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,91.



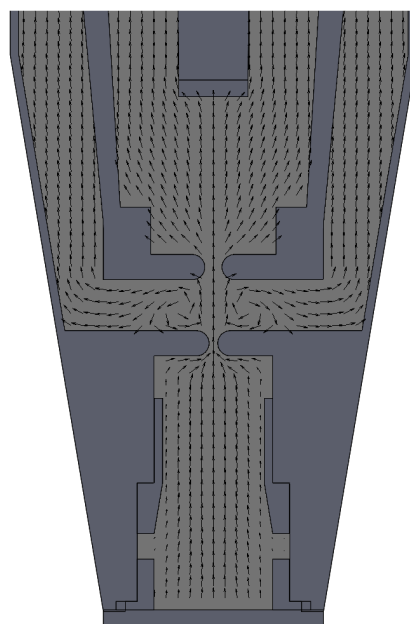
Graf 18.10: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Detektor bez držiaka svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov je možné vidieť na Obrázku 18.12. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,47, ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,75 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 4,93 Pa. Na Obrázku 18.13 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

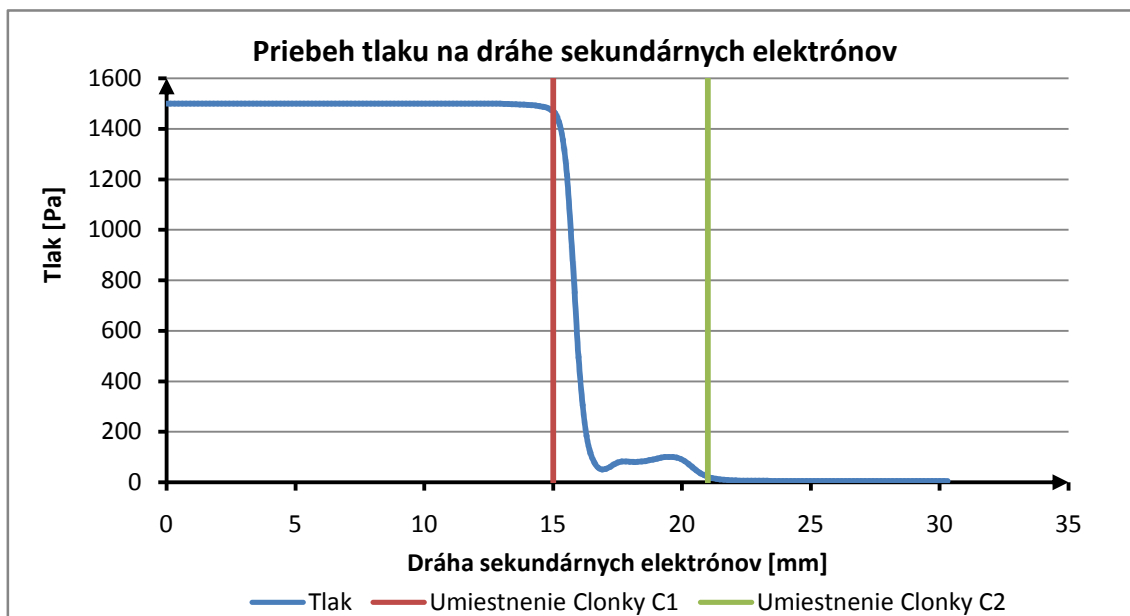


Obrázok 18.12: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla (vpravo) v detektore s clonkami so zaoblenými hranami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa



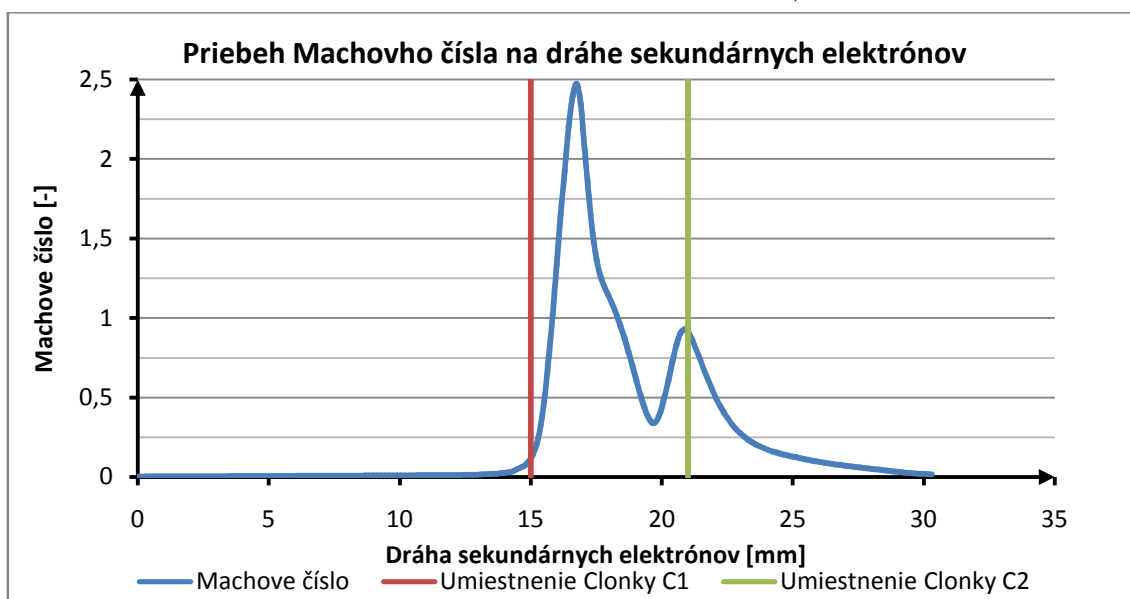
Obrázok 18.13: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 18.11 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 70 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 4,93 Pa.



Graf 18.11: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 18.12 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,47 vo vzdialenosti 16,75 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,93.

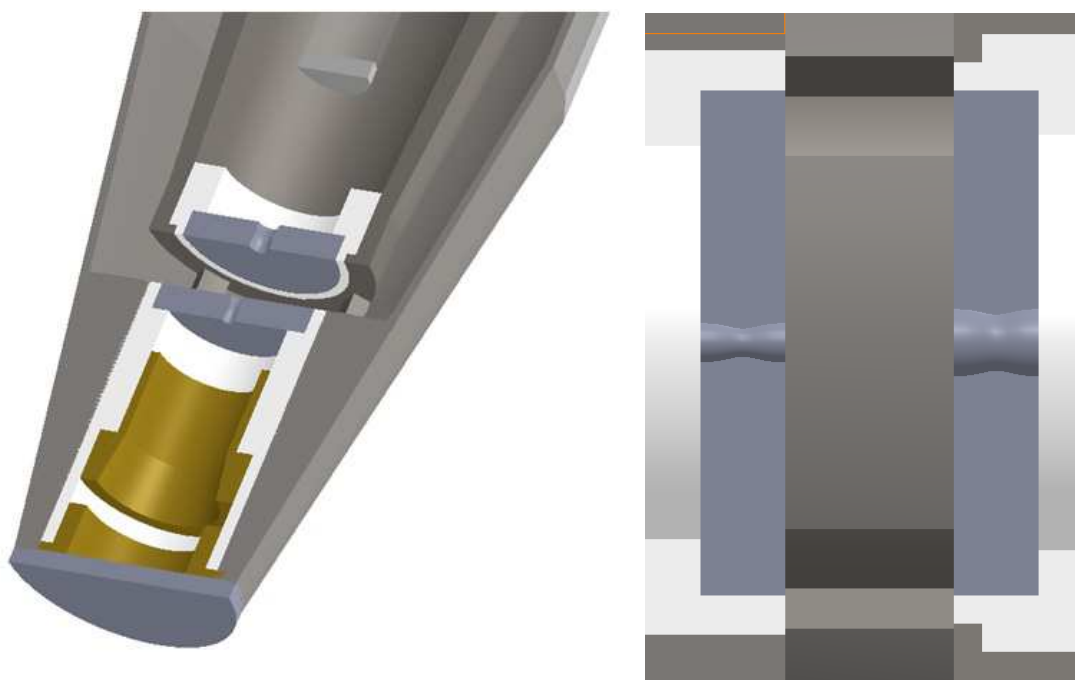


Graf 18.12: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore so zaoblenými hranami cloniek bez držiaku svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

19 Príloha 3

19.1 Konvergentne - divergentné clonky

Na Obrázku 19.1 môžeme vidieť detektor s konvergentne - divergentnými clonkami v reze. Analýza prúdenia plynu v detektore s ostrými hranami cloniek s držiakom svetlovodu a bez držiaka svetlovodu bola vykonaná pri troch rôznych statických tlakoch na hrdle detektora 500, 1000 1500 Pa. Pri každom nastavenom statickom tlaku na hrdle detektora bola vykonaná analýza priebehu tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. Výsledky analýz je možné vidieť v nasledujúcich odstavcoch.

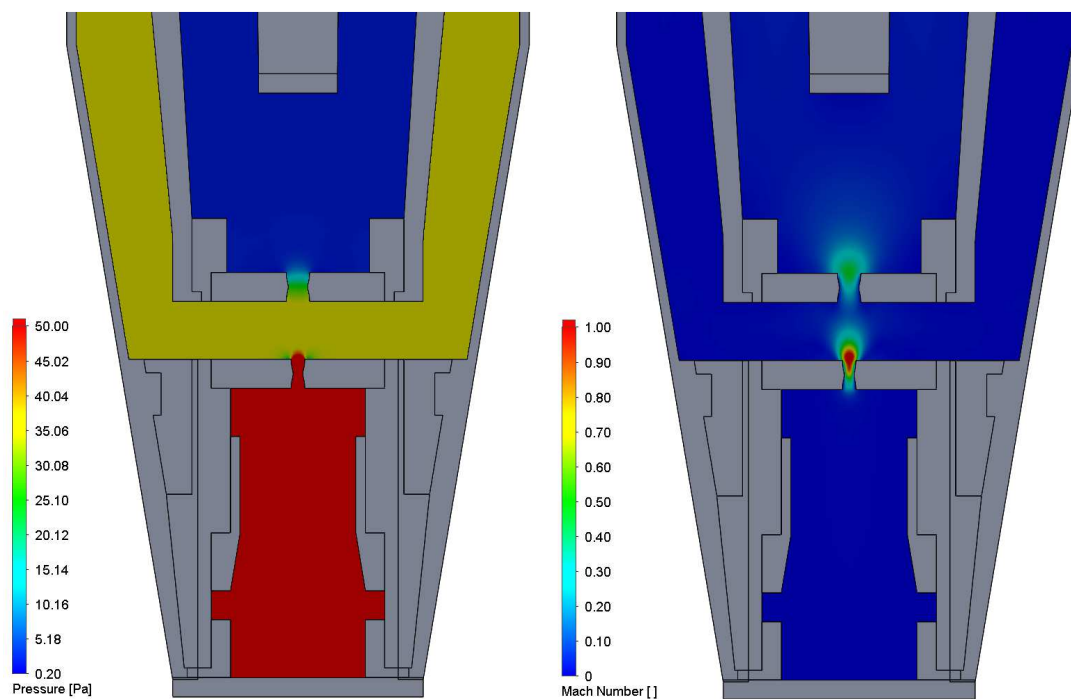


Obrázok 19.1: Detail cloniek konvergentne - divergentného tvaru

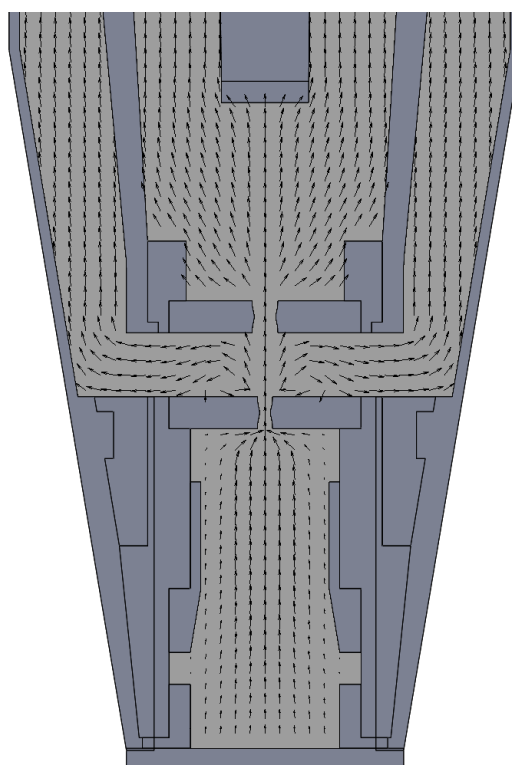
19.1.1 Statický tlak na hrdle detektora 500 Pa

Detektor s držiakom svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 19.2. Maximálna hodnota Machovho čísla je 1,14 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,59 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 1,87 Pa. Na Obrázku 19.3 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

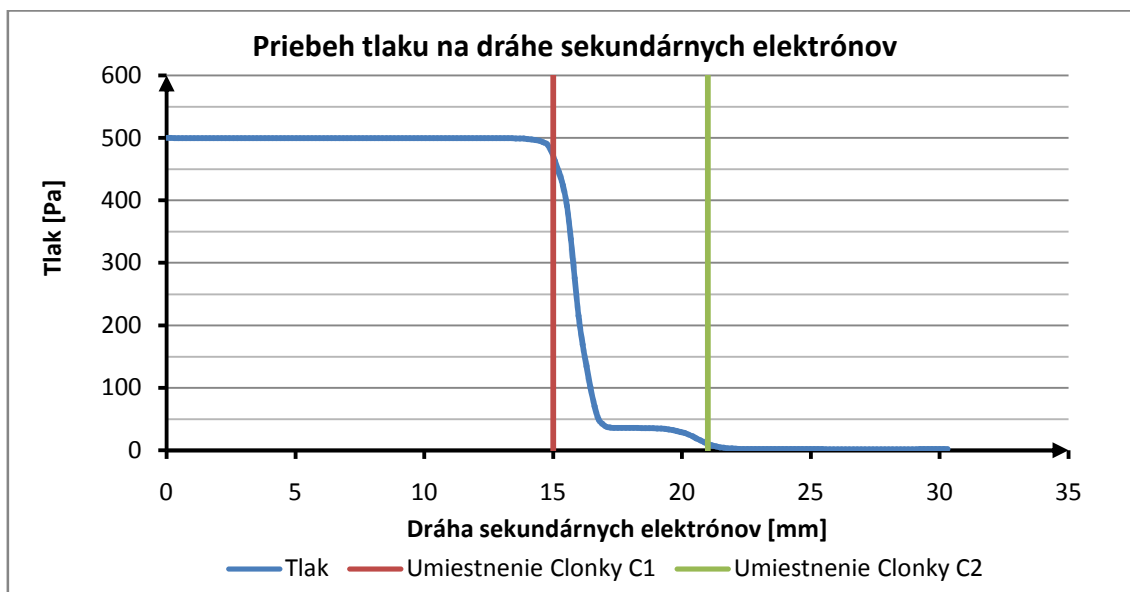


Obrázok 19.2: Priebek tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa



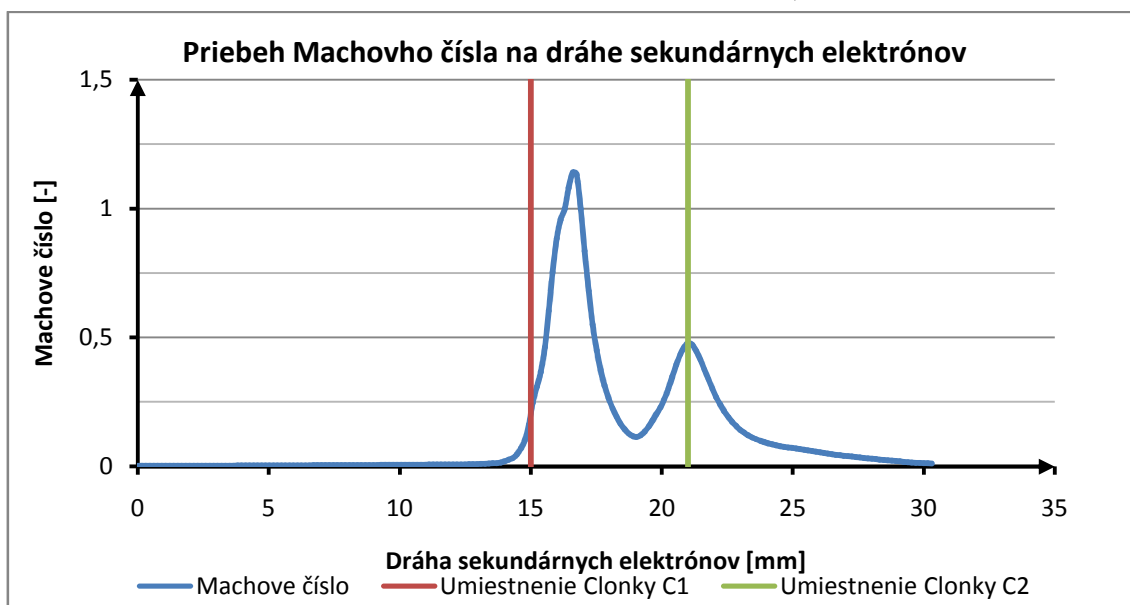
Obrázok 19.3: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 19.1 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 35 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 1,87 Pa.



Graf 19.1: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

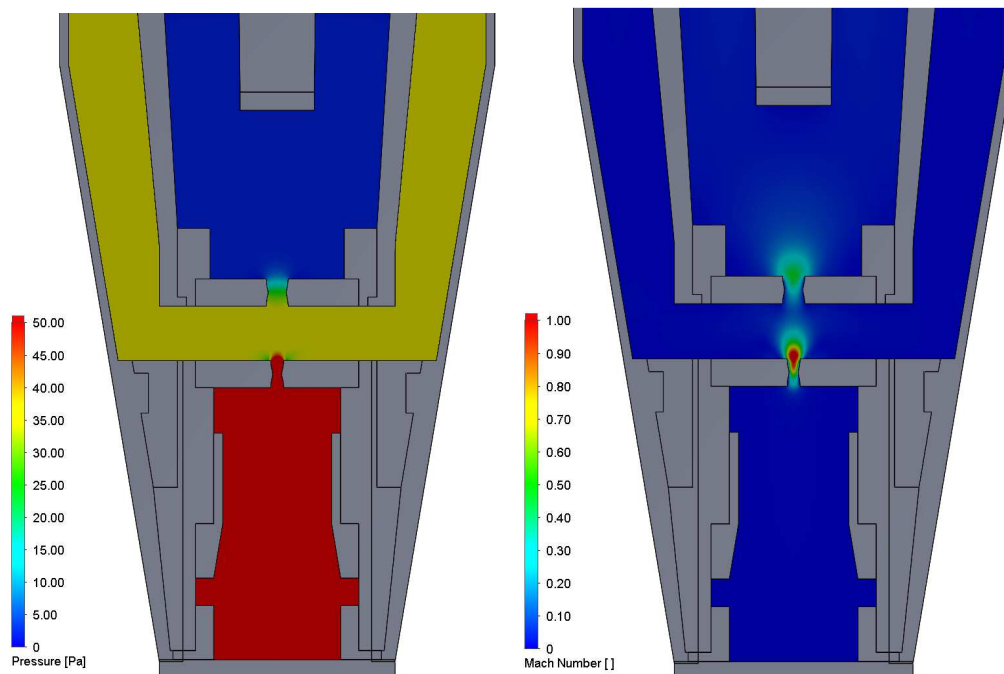
Na Grafe 19.2 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 1,14 vo vzdialenosti 16,59 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,48.



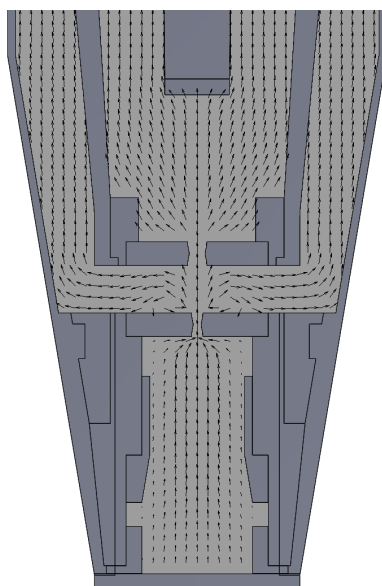
Graf 19.2: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Detektor bez držiaka svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 19.4. Maximálna hodnota Machovho čísla je 1,14 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,60 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 1,86 Pa. Na Obrázku 19.5 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

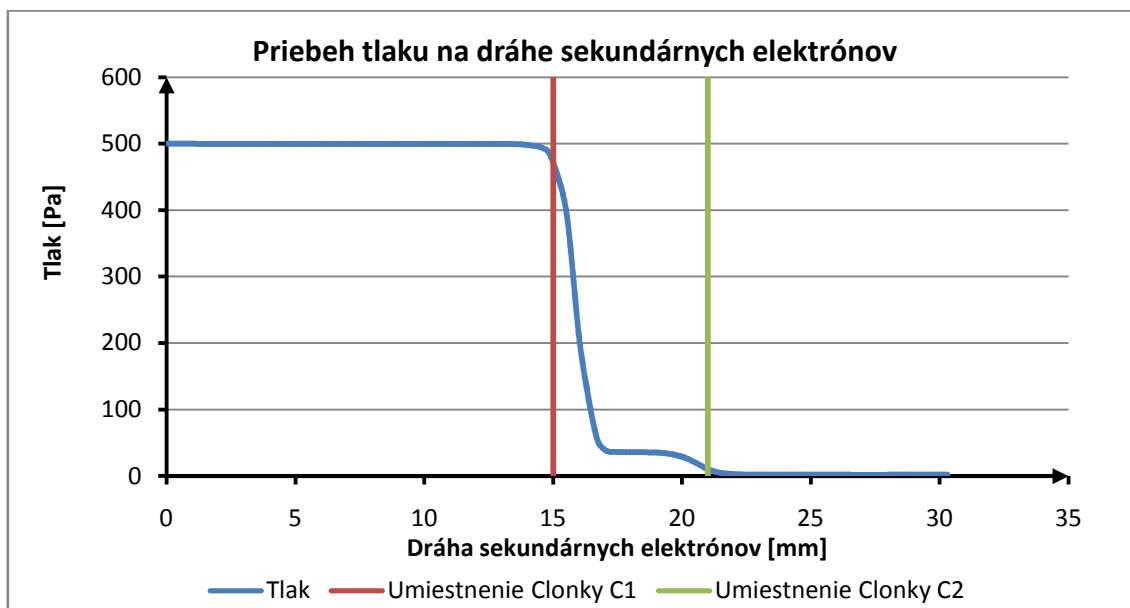


Obrázok 19.4: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa



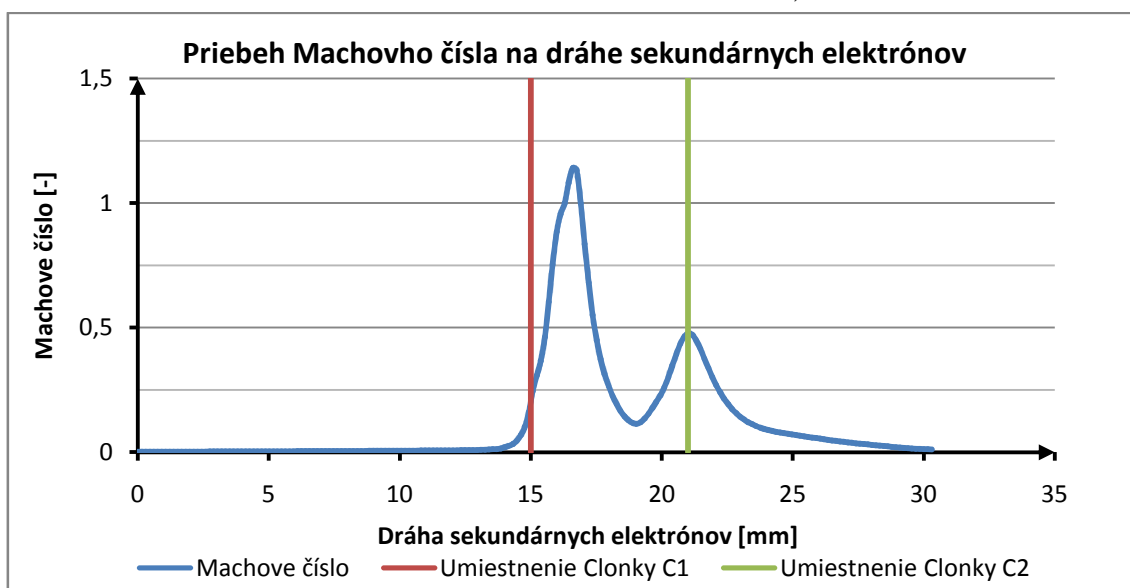
Obrázok 19.5: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 19.3 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 35 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 1,86 Pa.



Graf 19.3: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

Na Grafe 19.4 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 1,14 vo vzdialenosti 16,60 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,47.

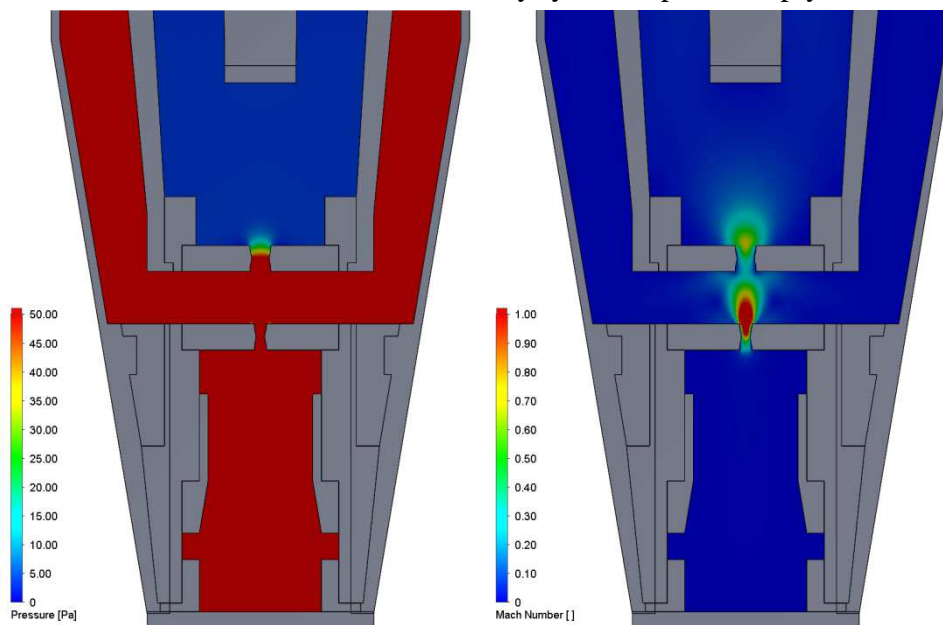


Graf 19.4: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 500 Pa

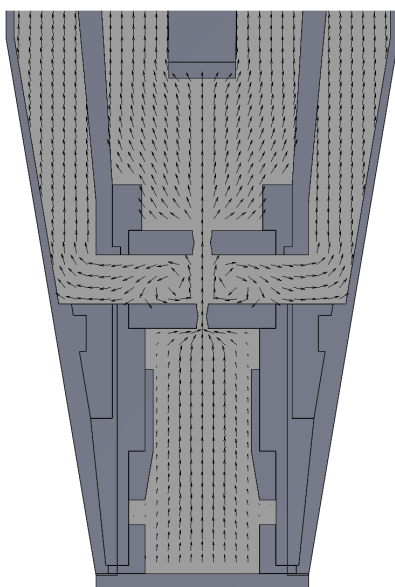
19.1.2 Statický tlak na hrdle detektora 1000 Pa

Detektor s držiakom svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 19.6. Maximálna hodnota Machovho čísla je 1,79 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,90 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 3,49 Pa. Na Obrázku 19.7 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

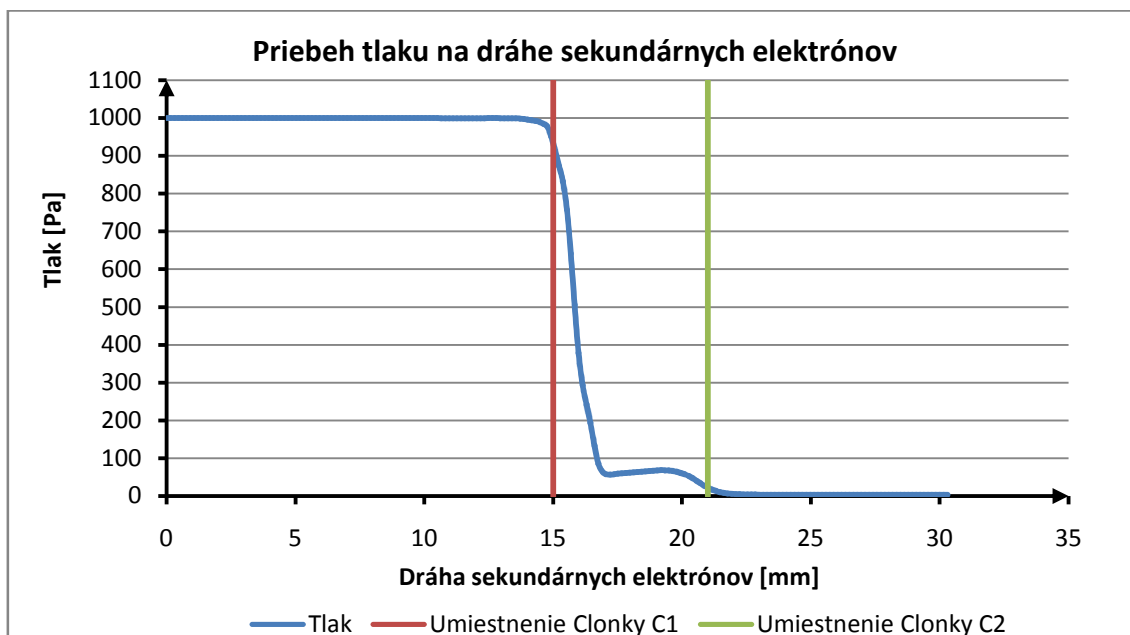


Obrázok 19.6: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa



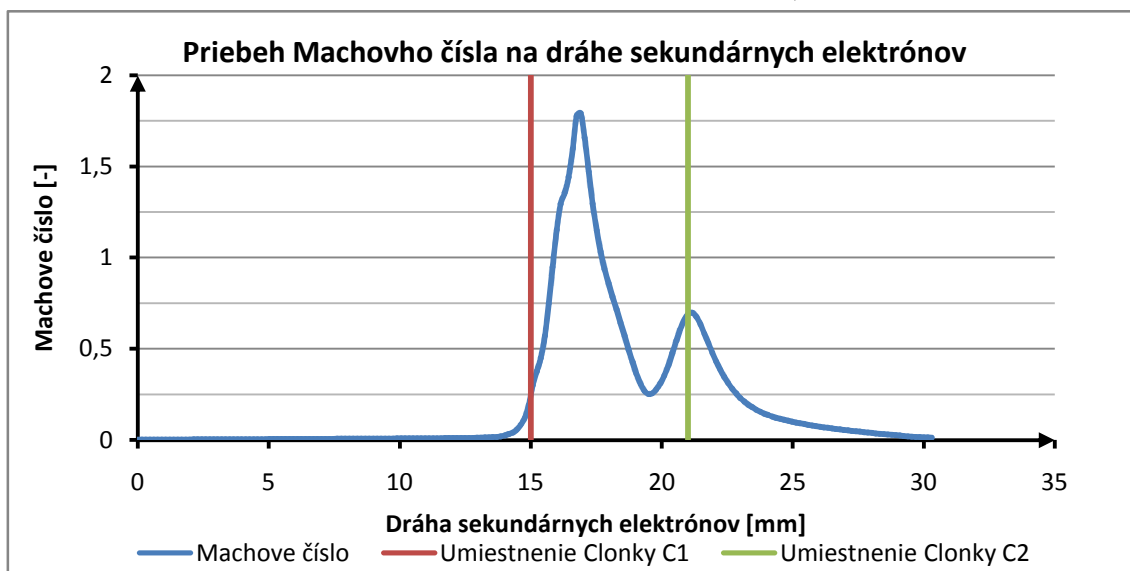
Obrázok 19.7: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 19.5 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 60 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 3,49 Pa.



Graf 19.5: Priebeh tlaku na dráhe sekundárných elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

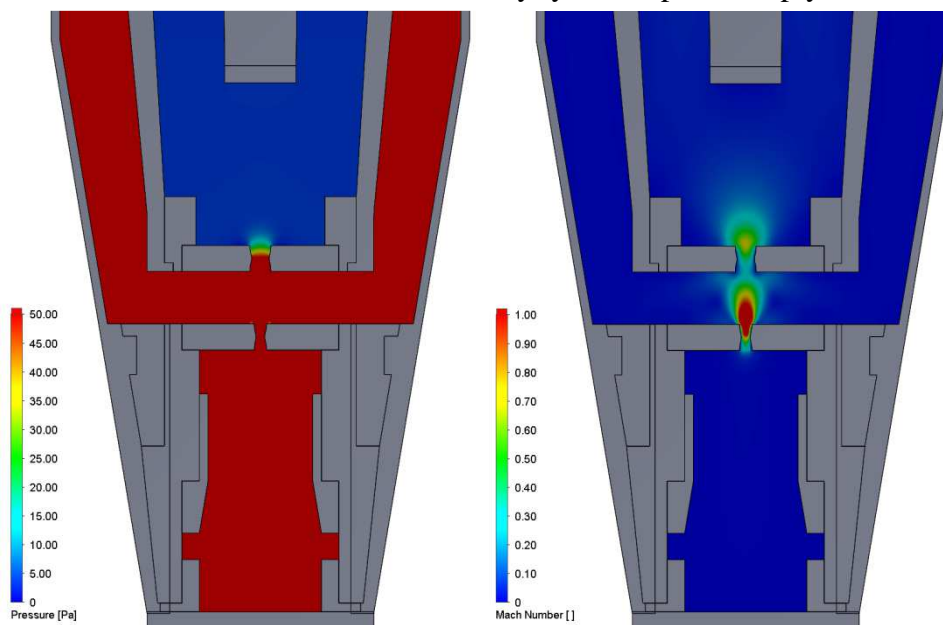
Na Grafe 19.6 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 1,79 vo vzdialenosti 16,93 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,67.



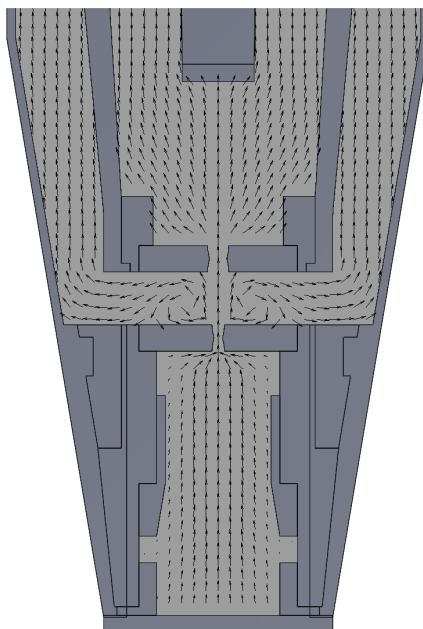
Graf 19.6: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárných elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Detektor bez držiaka svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 19.8. Maximálna hodnota Machovho čísla je 1,80 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,93 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 3,47 Pa. Na Obrázku 19.9 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

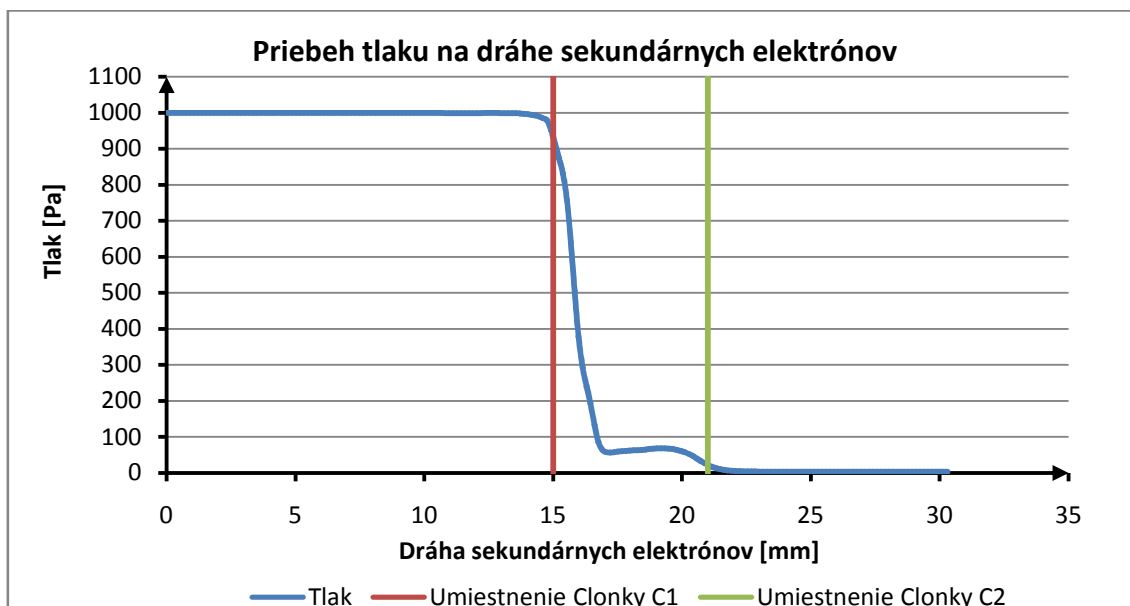


Obrázok 19.8: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa



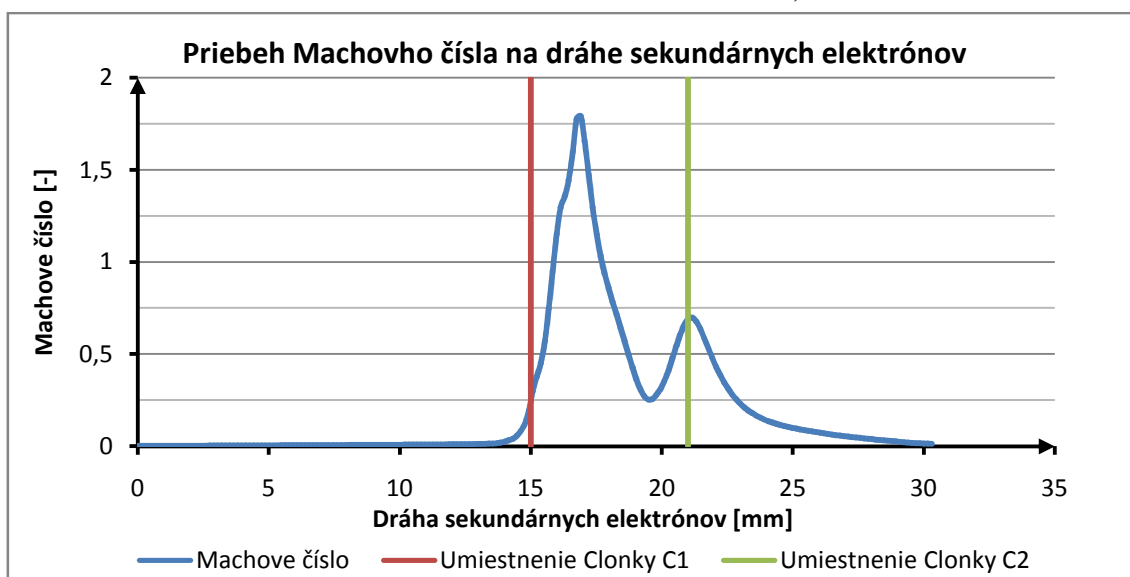
Obrázok 19.9: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 19.7 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 59 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 3,47 Pa.



Graf 19.7: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

Na Grafe 19.8 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 1,80 vo vzdialenosti 16,93 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 0,68.

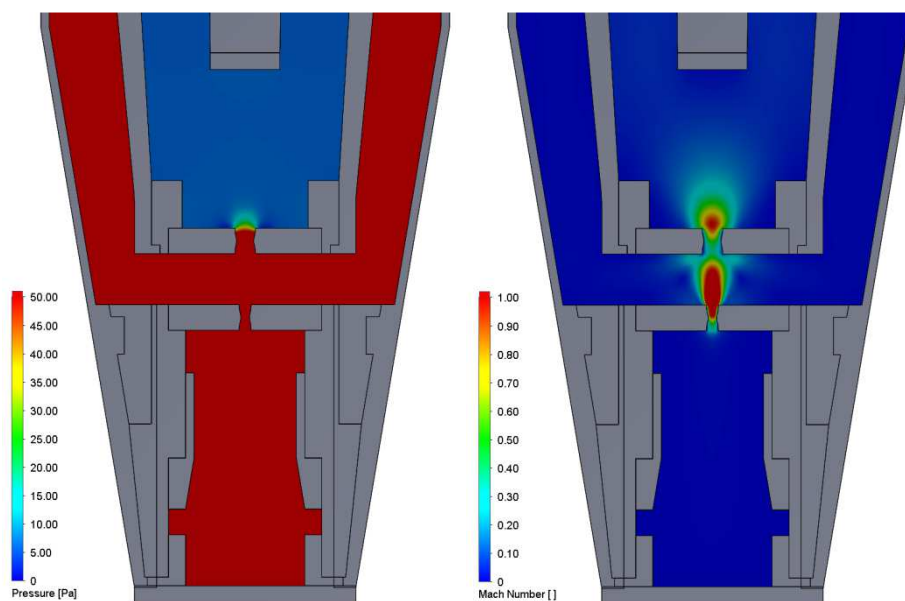


Graf 19.8: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami bez držíaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1000 Pa

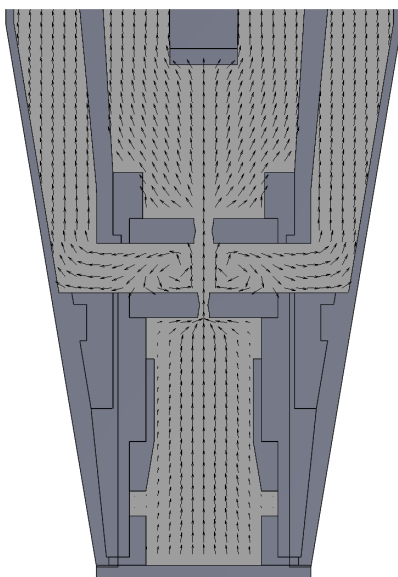
19.1.3 Statický tlak na hrdle detektora 1500 Pa

Detektor s držiakom svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 19.10. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,18 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,89 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 6,07 Pa. Na Obrázku 19.11 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

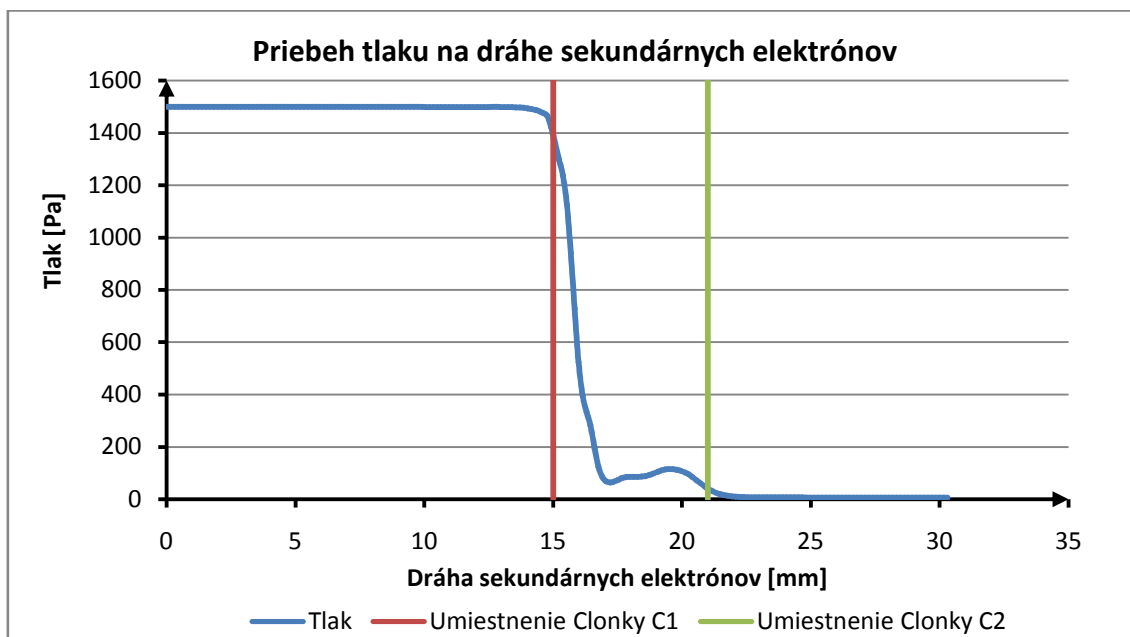


Obrázok 19.10: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa



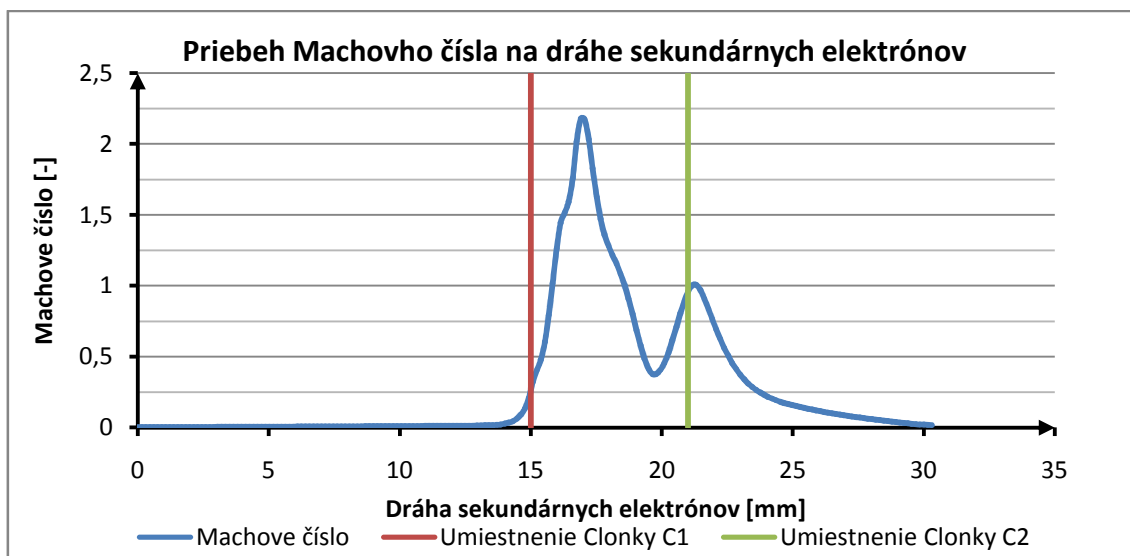
Obrázok 19.11: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 19.9 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 80 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 6,07 Pa.



Graf 19.9: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami a s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

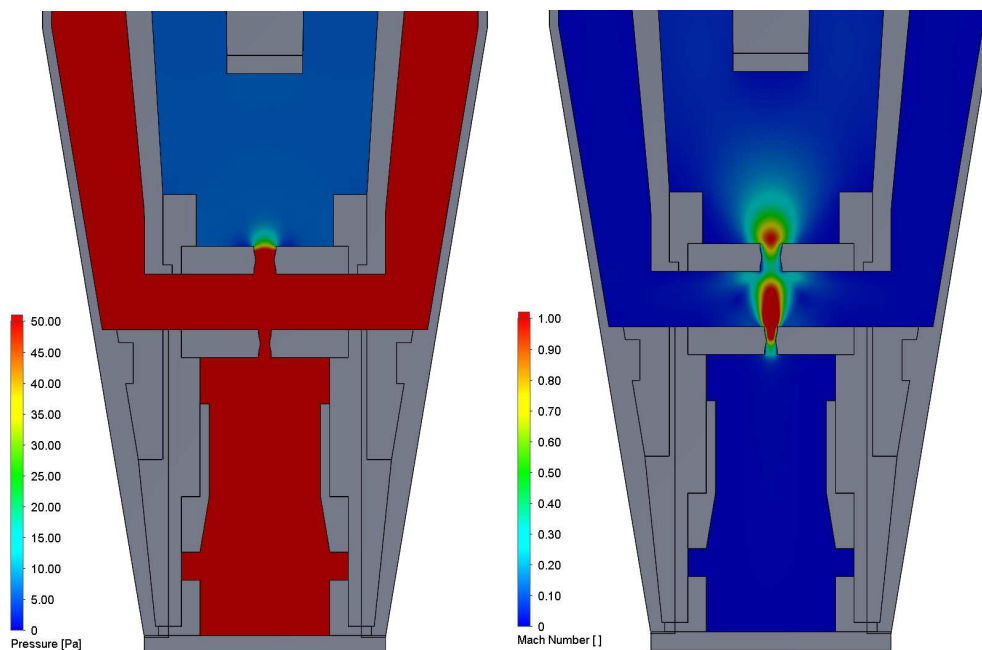
Na Grafe 19.10 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,18 vo vzdialenosti 16,89 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 1,02.



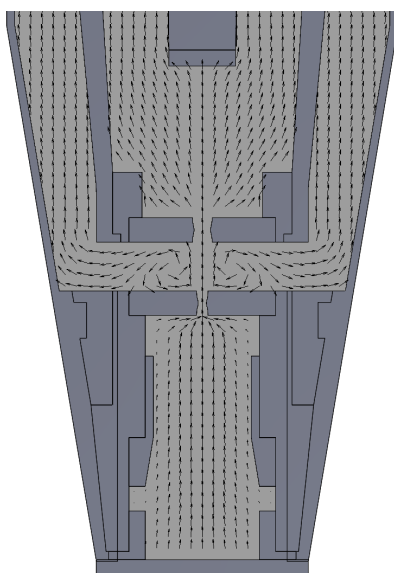
Graf 19.10: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami s držiakom svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Detektor bez držiaka svetlovodu

Priebeh tlaku a Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov je možné vidieť na Obrázku 19.12. Maximálna hodnota Machovho čísla je 2,18 ktorá je dosiahnutá vo vzdialenosti 16,90 mm od hrdla detektora. Tlak v komore scintilátora je približne 6,06 Pa. Na Obrázku 19.13 možno vidieť vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore.

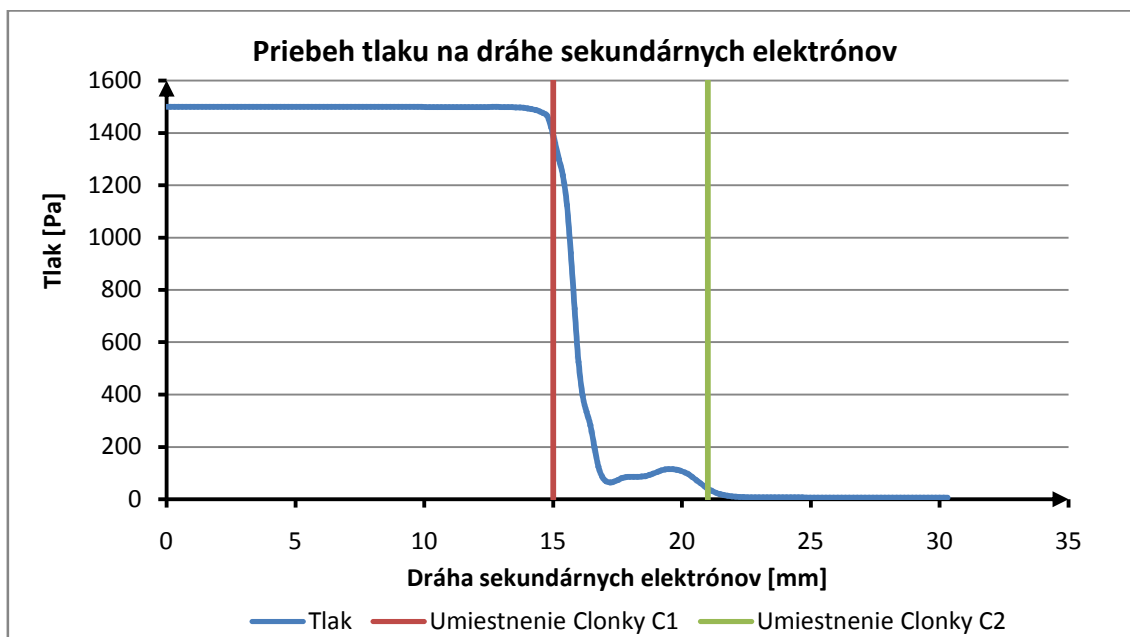


Obrázok 19.12: Priebeh tlaku (vľavo) a Machovho čísla(vpravo) v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa



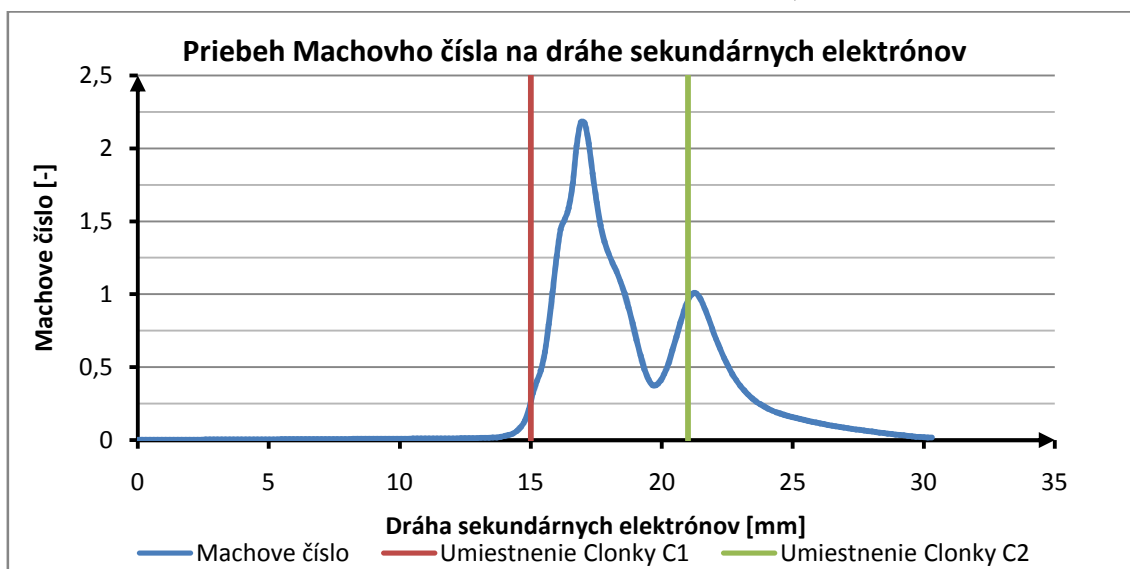
Obrázok 19.13: Vektory rýchlosti prúdenia plynu v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 19.11 vidíme priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov. Za clonkou C1 dochádza k rýchlemu tlakovému spádu na hodnotu okolo 80 Pa. Za clonkou C2 dochádza k ďalšiemu zníženiu tlaku až na hodnotu 5,96 Pa.



Graf 19.11: Priebeh tlaku na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne - divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa

Na Grafe 19.12 vidíme priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov. V oblasti clonky C1 dochádza k rýchlemu nárastu Machovho čísla až na maximálnu hodnotu 2,18 vo vzdialenosti 16,90 mm od hrdla detektora. V oblasti clonky C2 sa nachádza druhé maximum Machovho čísla o hodnote 1,01.



Graf 19.12: Priebeh Machovho čísla na dráhe sekundárnych elektrónov v detektore s konvergentne – divergentnými clonkami bez držiaka svetlovodu pri statickom tlaku na hrdle detektora 1500 Pa